Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

FÜNFUNDDREISSIGSTER JAHRGANG
1934

Mit 13 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig
1934

530.5
P569
WITHDRAWN
from
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.
Printed in Germany.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1934 — Redaktionsschluß für Nr. 3 am 14. Januar 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

F. Hoffmann und H. Willenberg, Über Messungen an Temperaturstrahlern im Ultraviolett. S. 1.

E. Justi, Über Wirbelstromkryostaten. S. 3.

B. Aus anderen Instituten.

J. Koenigsberger, Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit eines unendlichen Halbraumes durch Induktion. S. 6.

W. Nunier, Das magnetische Feld der von einem Kreisstrom in flächenhaften Leitern induzierten Ströme. S. 8.

W. Grundmann und L. Kassner, Untersuchungen an Selensperrschichtphotozellen insbesondere im Hinblick auf die Verwendbarkeit dieser Zellen zu meteorologischen Strahlungsmessungen. S. 16.

A. Ehmert, Der Ost-West-Effekt der Ultrastrahlung auf der Zugspitze. S. 20.

E. Hiedemann und H. R. Asbach, Optische Untersuchung der Schwingungsform piezoelektrischer Oszillatoren in Flüssigkeiten. S. 26.

J. J. Sämmer, Stromleitung in einem Dielektrikum, in dem beide Ionenarten beweglich sind. S. 29.

Vorträge und Diskussionen des IX. Deutschen Physikertages in Würzburg, vom 18.—22. September 1933:

H. Geffcken und H. Richter, Das Sondenrohr. S. 33.

Berichte:

O. Beeck, Über den Durchgang langsamer positiver Ionen durch hochverdünnte Gase. S. 36.

Zuschriften:

R. Ritschl, Stark-Effekt der Heliumlinie 5876 mit hoher Auflösung. S. 53.

Besprechungen:

M. Boll, L'idée générale de la mécanique ondulatoire et de ses premières applications. S. 53.

P. Debye, Struktur der Materie. S. 53.

A. March, Einführung in die Atomphysik. S. 53.

Ergebnisse der technischen Röntgenkunde. Bd. III. S. 54.

Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. 24. I. S. 54.

Gmelin's Handbuch der Anorganischen Chemie. Systemnummer 35: Aluminium, Teil B, Lieferung 1. S. 55.

F. H. Hellmuth, Der Argonalgleichrichter. S. 55.

M. Lindow, Integralrechnung (Bd. 3 der mathematisch-physikalischen Bibliothek. II. Reihe). S. 55.

O. K. Marti und H. Winograd, Stromrichter. S. 55.

K. Vogtherr, Das Problem der Gleichzeitigkeit. S. 55.

Nachrichten. S. 56.

ABHANDLUNGEN.

A. Aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Über Messungen an Temperaturstrahlern im Ultraviolett.

Von F. Hoffmann und H. Willenberg.

In letzter Zeit ist in der Reichsanstalt eine Meßanordnung ausgebildet worden, die den Zweck hat, nach einer objektiven Methode vergleichende Messungen an Temperaturstrahlern und dem schwarzen Strahler vorzunehmen, die sich auch über das sichtbare Gebiet hinaus, insbesondere nach der Seite der kurzen Wellen hin erstrecken. Das Bedürfnis danach ist unmittelbar gegeben durch die Notwendigkeit, die spektrale Intensitätsverteilung von Temperaturstrahlern genauer zu kennen als es durch die gebräuchlichen pyrometrischen Methoden möglich ist. Fragen wie z. B. die nach der Farbtemperatur eines Strahlers lassen sich allein durch optische Messungen wegen der Enge des sichtbaren Gebietes und der geringen Augenempfindlichkeit an seinen Grenzen nur unvollkommen bearbeiten, während objektive Meßmethoden an solche Grenzen nicht gebunden sind. Auch für rein pyrometrische Aufgaben ist eine Kontrolle und Ergänzung der mit dem Auge gewonnenen Ergebnisse auf objektivem Wege in hohem Grade erwünscht. Eine Aufgabe besonderer Art ist aber dadurch entstanden, daß in neuerer Zeit Temperaturstrahler auch im Ultraviolett als Strahlungsquellen benutzt sind, so daß es aussichtsreich erschien, die wissenschaftlich und therapeutisch wichtige Dosierung der U.V.-Strahlung auf die eines schwarzen Strahlers von genau festgelegter hoher Temperatur zu gründen. Der von der Reichsanstalt zuerst gemachte Vorschlag ging dahin, für praktische U.V.-Messungen als sekundäres Normal eine Wolframbandlampe mit U.V.-durchlässiger Hülle an einen schwarzen Strahler anzuschließen und damit eine Auswertung der Messungen in

absolutem Maße zu ermöglichen. Derselbe Vorschlag wurde dann dem Arbeitsausschuß für Schaffung einer U.V.-Einheit in der Deutschen Notgemeinschaft vorgetragen mit dem Erfolge, daß die Arbeit die Unterstützung der Notgemeinschaft erhielt, durch die sie wesentlich gefördert werden konnte.

Um die Schwierigkeiten der Aufgabe würdigen zu können muß man bedenken, daß bei Temperaturstrahlern der Anteil der Strahlung, der ins U.V.-Gebiet von 0,3 μ fällt, bei Temperaturen von 2500 bis 3000° abs. erst von der Größenordnung 10^{-3} der Strahlung beim Maximum ist. Für die spektrale Messung derartig kleiner Energien sind ein Spektralapparat, der völlig frei von Nebenlicht ist, und ein sehr empfindlicher Empfänger erforderlich. Erfüllt wurden diese Forderungen durch die Verwendung eines Quarzglas-Doppelmonochromators von Leiß in Verbindung mit einer Photozelle, deren Ströme anfangs mit einer elektrometrischen Kompensationsschaltung, später mit einer Verstärkeranordnung gemessen wurden. Um von vornherein jeden Einfluß einer Änderung der allgemeinen und spektralen Empfindlichkeit der Zelle auszuschalten und unabhängig zu sein von der Forderung der Proportionalität zwischen Lichtstrom und Photostrom, wurde dabei eine Meßanordnung gewählt, bei der die Photozelle allein die Gleichheit der beiden zu vergleichenden Lichtströme anzuzeigen hatte und während der Messung nur

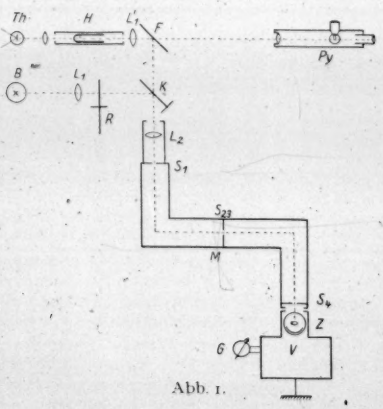


Abb. 1.

den minimalen Schwankungen der noch nicht völlig abgeglichenen Strahlungsintensitäten ausgesetzt war. Unter diesen Umständen konnte unbedenklich die empfindlichere gasgefüllte Zelle bei verhältnismäßig hoher Saugspannung benutzt werden.

Die Meßanordnung ist aus der Abb. 1 zu ersehen. Die von der zu untersuchenden Bandlampe B ausgehende Strahlung wird mit den zwei Quarzlinsen L_1 und L_2 über den Klappspiegel K auf dem Eintrittsspalt S_1 des Doppelmonochromators M abgebildet; die von dem Hohlraumstrahler H ausgehende Strahlung in ganz gleicher Weise durch L'_1 und L_2 über den Spiegel F nach Zurückklappen des Spiegels K. Beide Strahlungen, durch dieselbe wirksame Blende im Innern des Monochromators begrenzt, fallen nach doppelter Zerlegung auf die hinter dem Austrittsspalt S_4 lichtdicht angebrachte Photozelle Z, an die eine Verstärkeranordnung V mit Galvanometer G angeschlossen ist. Die Spiegel F und K sind sektorförmige mit Hochheimscher Oberflächenverspiegelung versehene Glasplatten, die am radialen Rande scharfkantig abgeschliffen sind, so daß bei Herausdrehen des Spiegels K aus dem Strahlengang der von B ausgehende Lichtstrom ohne jede Unterbrechung durch den von H ersetzt wird. Als schwarzer Strahler dient ein in einen Wolframwiderstandsofen (nach Fehse) eingebautes zylindrisches Röhrchen aus Zirkonoxyd, bei dem die Temperatur des Bodens vor und nach der Messung mit dem Glühfadenpyrometer Py nach Beseitigung des Spiegels F bestimmt und mit der Thermosäule Th während der Messung konstant erhalten wird.

Die eigentliche Messung vollzieht sich so, daß der schwarze Strahler auf eine Temperatur von etwa 2600° abs. gebracht wird, bei der seine Strahlung in dem zu messenden Wellenlängengebiet etwas geringer ist als die der Bandlampe, so daß die letzte Abgleichung mit einem während der Rotation verstellbaren Sektor R vorgenommen werden kann, indem seine Öffnung so lange verändert wird, bis bei Betätigung des Spiegels K keine Änderung des Photostromes mehr bemerkt wird.

Vor den Messungen war festzustellen, ob die zu messende U.V.-Energie auch genügend rein im Monochromator abgesondert wird. Bei der vergleichsweise erdrückenden Intensität des langwelligeren Lichtes könnten selbst Spuren falscher Strahlung, wie sie z. B. schon durch Streuung an Stäubchen und Kratzern am Quarz in den Strahlengang kommen können, die ganzen U.V.-Messungen fälschen. Mehrere Reinheitsprüfungen auf photographischem und photoelektrischem Wege sowie die Ausmessung der Durchlässigkeit bekannter Filter ergaben jedoch, daß die Zerlegung einwandfrei ist.

In einer ersten Meßreihe wurde eine Wolframbandlampe, die für strahlungsklimatische Zwecke bestimmt war, bis 0,28 μ an den schwarzen Strahler angeschlossen. Sodann wurde eine ähnliche Bandlampe mit Quarzfenster untersucht.

Bei einer solchen Lampe läßt sich durch Elimination des Einflusses der Quarzplatte das Emissionsvermögen des freistrahlenden Wolfram aus den Messungen gewinnen, indem auch vor den Wolframofen eine gleiche Quarzplatte gesetzt wird, so daß die Strahlung vom Wolframband selbst unmittelbar mit der des Hohlraumes verglichen wird.

Für den Fortgang der Arbeiten wird es entscheidend sein, ob die Strahlung des Wolframbandes in einer Lampe auf die Dauer so konstant ist, daß sie auch für Prüfzwecke als sekundäres Normal dienen kann und in den meisten Fällen einen direkten Vergleich mit dem schwarzen Strahler überflüssig macht. Ist das Emissionsvermögen des Wolfram selbst hinreichend bekannt, so würde es schon genügen, die Temperaturverteilung auf dem Bande pyrometrisch zu ermitteln und daraus die U.V.-Strahlung zu berechnen.

Eine offene Frage ist noch, ob die Bandlampe, die ja eine verhältnismäßig geringe U.V.-Intensität aussendet aber handlich ist, als bestes Normal anzusehen ist. Es werden deshalb auch andere kontinuierliche Strahlungsquellen, z. B. das Wasserstoffkontinuum, zu den Untersuchungen herangezogen werden.

(Eingegangen 19. Dezember 1933.)

Über Wirbelstromkryostaten.

Von E. Justi.

1. Einleitung.

Während man Temperaturen zwischen 90° und 60° abs., zwischen 20° und 10° abs. und zwischen 4,3° und 1° abs. leicht herstellen kann, wenn man flüssigen Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff oder Helium unter vermindertem Druck sieden läßt, benötigt man für Temperaturen oberhalb der Siedetemperaturen dieser Gase, also zwischen 4,3° und 10° abs., zwischen 20° und 60° abs. und zwischen 90° und 120° abs. besondere Thermostaten. Genauere Messungen verlangen, daß sowohl die grundsätzliche Wirkungsweise wie die Ausführungseinzelheiten des Thermostaten der Aufgabe entsprechend gewählt werden; ein Urteil über die Güte eines Thermostaten hängt somit stets vom Verwendungszweck ab. Handelt es sich z. B. um eine dynamische Messung, wie die Bestimmung der Temperatur oder des Dampfdruckes eines kondensierten Gases an einem Haltepunkt, so benutzt man mit Vorteil einen Sorptionsthermostaten (1) (2), der wegen seiner geringen Wärmekapazität und wegen seiner durch Druckausgleich großen räumlichen Temperaturkonstanz einen scharf ausgeprägten Haltepunkt liefert. Dagegen verlangt z. B. die Vergleichung von Thermometern einen Thermostaten möglichst großer Wärmekapazität, damit bei der praktisch nie vollkommenen Adiabasie eine geringe Wärmezufuhr oder -entziehung eine möglichst geringe Temperaturänderung zur Folge hat. Von allen bekannten Konstruktionen erfüllt diese Bedingung am besten der von Henning und Stock angegebene Thermostat (3), bei dem ein thermisch teilweise isolierter Metallklotz durch gleichzeitige Abkühlung und Wärmezufuhr in einem geeigneten Verhältnis auf der gewünschten Temperatur gehalten wird. Unter gleichen Bedingungen bringt Metall als Zwischensubstanz dabei wegen seiner guten Wärmeleitfähigkeit die beste räumliche Temperaturkonstanz.

2. Metallklotzthermostaten.

Die bekannten Metallthermostaten lassen sich nach der Art, wie das Verhältnis Wärmezufuhr zu Abkühlung, und damit die gewünschte Temperatur eingestellt wird, in zwei Gruppen einteilen; bei der ersten Art wird die Abkühlung, bei der zweiten die Erwärmung willkürlich geregelt. Somit muß die erste Gruppe von höheren Temperaturen ausgehen und den Metallklotz, der durch unvollständige thermische Isolation Wärmezufuhr erhält, kühlen, etwa durch ein eingetropftes kondensiertes Gas [vgl. Henning und Stock (3)]. Holborn und Otto (4) bedienten sich eines ähnlichen Thermostaten, der aber noch eine eingebaute Heizwicklung besaß und somit wegen der Möglichkeit der willkürlichen Wärmezufuhr den Übergang zu der zweiten Thermostatengruppe bildet.

Verbessert und weitergebildet ist diese Anordnung von Henning und Otto (5), die den Metallklotz in seiner ganzen Länge durch Eintauchen in flüssigen Wasserstoff kühlen und die gewünschte Temperatur durch Gegenheizen erreichen.

Die Frage nach der räumlichen Temperaturkonstanz in der vertikalen Richtung ist für die Thermostaten der ersten Gruppe dahin zu beantworten, daß die flüssige Luft durch eine Bohrung den tiefsten Schichten des Aluminiumklotzes zugeführt wird (4) (Abb. 2), während die obersten Schichten durch Strahlung und Wärmeleitung der Luft, der Thermometer und

gegebenenfalls noch der vier Haltedrähte, der Stahlkapillare, des Hebers, der Heberhülle und der Heizleitungsdrähte erwärmt werden, so daß also ein beträchtlicher Wärmestrom von oben nach unten fließt, der selbst bei der guten Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums einen merklichen Temperaturgradienten zur Folge hat. Henning und Stock geben für ihren Thermostaten, der durch Fortfall vieler wärmeleitender Zuführungsdrähte und -rohre günstiger gebaut ist als der von Holborn und Otto, einen vertikalen Temperaturgradienten von 0,03° cm bei 153° abs. an; der radiale Temperaturgradient, der entsprechend durch die Abkühlung in der Achse des Klotzes und die Erwärmung der Mantelfläche infolge Strahlung und Wärmeleitung bedingt ist, steigt naturgemäß bei sinkender Temperatur und beträgt bei 83° abs. 0,04°/cm. Viel günstiger liegen die Verhältnisse bei der zweiten Thermostatengruppe, weil man nach Henning und Otto (5) durch Aufbringung verschiedener Heizspulen in verschiedenen Höhen des Umfanges und auf dem Deckel und nach Einführung von Thermometern in verschiedenen Höhen den vertikalen Wärmestrom kompensieren kann; eine Beseitigung des radialen Temperaturgradienten läßt sich so nicht erreichen, weil die Zuleitungsdrähte der Heizspulen und Thermometer eine thermische Kopplung des Klotzes mit dem Bad herstellen und weil die Joulesche Wärme nur an der Manteloberfläche entwickelt wird. Clusius (11) hat für den ähnlichen Fall des Nernstschen Vakuumkalorimeters nachgewiesen, daß bei der Beheizung des Mantelumfanges eine Energiestauung auftritt, und daß bei sinkender Temperatur wegen der zunehmenden Wärmeleitfähigkeit der Zuleitungsdrähte und wegen des mit T^4 abnehmenden Energieinhaltes immer stärker die Temperatur des Metallkörpers von der des Bades abhängt. Obwohl der Thermostat von Henning und Otto für die Thermometervergleichung im Zwischengebiet von 20° bis 80° abs. bei geeigneter Regelung ausreicht, so erschien doch für tiefere Temperaturen die Konstruktion eines zuleitungsfreien Thermostaten notwendig; für höhere Temperaturen bedeutet die Vermeidung statt Kompensierung von Temperaturgradienten eine bedeutende Vereinfachung in Bau und Bedienung.

3. Der Wirbelstromkryostat[1]).

Für den neuen Thermostaten sind daher folgende Bedingungen zu erfüllen:

a) Es sollen die Zuleitungsdrähte und -rohre, die für den vertikalen Temperaturgradienten und die schlechte Adiabasie verantwortlich sind, fortfallen. Aus dem gleichen Grunde ist der Apparat statt aus Metall, aus Glas zu bauen.

b) Es soll die Joulesche Wärme über den ganzen Querschnitt gleichmäßig entwickelt werden, um den radialen Temperaturgradienten zu vermindern.

c) Es soll das zur Temperatureinstellung nötige Verhältnis von Abkühlung und Erwärmung so vorgenommen werden, daß sowohl die Abkühlung wie die Erwärmung möglichst klein sind; dadurch wird allgemein der Temperaturgradient herabgesetzt.

Die Bedingungen a und b lassen sich nur erfüllen, wenn man von der Gleichstromheizung zu der drahtlosen Heizung mit Wirbelströmen passender Frequenz übergeht. Abb. 2 zeigt einen Wirbelstromkryostaten dieser Bauart. Der Metallklotz A besteht aus etwa 2 kg Quecksilber und wird durch Wirbelströme erhitzt, wenn man einen Wechselstrom durch die Spule E schickt; damit die Wirbelströme nicht in der Kupfer- oder Silberschicht des Vakuummantelgefäßes statt im Quecksilberklotz erzeugt werden, muß die Verspiegelung des Gefäßes geschlitzt sein, d. h. man muß ein Gefäß mit Sichtstreifen verwenden. Durch die Rohre B und die angesetzten

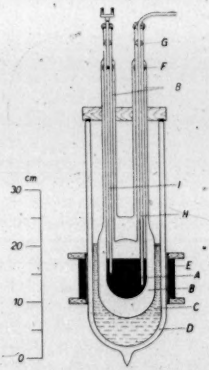


Abb. 2.

Stutzen F kann man den Vakuummantelraum B entleeren oder mit Wasserstoff bzw. Helium füllen; das geschieht in einfachster Weise, ohne besondere Pumpe oder Vorratskolben, wenn man in B 1 bis 2 mm Hg Wasserstoff einfüllt

1) Unter den Begriff „Wirbelstromthermostat" würden auch Hochfrequenzöfen fallen.

und einen an F angeschlossenen Kolben mit einigen cm³ Sorptionskohle oder Chabasit durch flüssige Luft abkühlt bzw. wieder erwärmt. Wenn man, wie in Abb. 2 vorgesehen, Dampfdruckmessungen mit dem Widerstandsthermometer I und dem Dampfdruckthermometer H ausführt, so empfiehlt es sich, das Bad C im Gefäß D nicht viel höher als die obere Grenze von A einzufüllen, weil sonst das im Dampfdruckthermometer befindliche Gas nach H sublimiert, wo das Rohr durch Strahlung kälter als in A ist; für Dampfdruckmessungen ist es also vorteilhaft, das Rohr H einige cm hoch mit dünnem Eisenblech zu umwickeln, das unten in das Quecksilber A eintaucht. Der Raum über A wird durch G entleert; das erstarrende Quecksilber umschließt I und H so fest, daß man in diesen Raum kein Gas zur Verbesserung des Wärmeüberganges einzufüllen braucht. Wenn man als Thermometer I eines mit eisernen Zuleitungsdrähten wählt, wie es früher vom Verf. angegeben wurde (2), oder wenn man stattdessen ein zweites Dampfdruckthermometer bekannter Füllung verwendet, so findet tatsächlich von oben keine merkliche Wärmeleitung mehr statt; das lehren sowohl Berechnungen mit dem Ansatz der bekannten Temperaturgradienten, Wärmeleitfähigkeiten und Querschnitte wie Versuche über das zeitliche Anhalten einer eingestellten Temperatur. Infolgedessen genügen sehr geringe Stromstärken in E, um A aufzuheizen oder die Abkühlung von A durch Strahlung zu kompensieren; damit ist die obengenannte Bedingung c qualitativ erfüllt. Auf eine Verspiegelung des Raumes B (mit Sichtstreifen) wurde bei mäßig tiefen Temperaturen verzichtet, weil dadurch die Herstellbarkeit eines guten Hochvakuums erschwert würde und weil die Abkühlung durch Strahlung bei nicht zu tiefen Temperaturen sehr bequem ist. Der Thermostat ist aus Supremaxglas geblasen und durch Normalschliffe mit der übrigen Apparatur aus Thüringer Glas versiegelt. Der Holzdeckel, der das Vakuummantelgefäß mit einer Gummimanschette dicht abschließt, gestattet mit vermindertem Druck des Bades zu arbeiten; gleichzeitig dient er als Halter für den Thermostaten.

4. Theorie der Wirbelstromheizung.

Die Wärmemenge, die im Quecksilberklotz A von der Spule E aus entwickelt wird, läßt sich nach den Formeln berechnen, die für den Fall des Hochfrequenzofens von Fischer und Wever (6) abgeleitet und vom Verf. (7) experimentell bestätigt worden sind. Bezeichnet r_0 den Halbmesser des Klotzes A (3,4 cm), f die Frequenz (z. B. 50 Hz), k die elektrische Leitfähigkeit [für Hg bei 89° $1{,}65 \cdot 10^{-4}$, bei 78° $2{,}09 \cdot 10^{-4}$ und bei 20,5° abs. $8{,}36 \cdot 10^{-4}$ el. m. E. nach Meißner und Voigt (8)], w die Anzahl der Windungen pro cm Spulenlänge (hier $w = 95$) und l die Höhe des Quecksilberklotzes (hier zu 5,5 cm angenommen), so wird der Belastungswiderstand des Quecksilberzylinders für den Primärkreis E bei Frequenzen bis zu einigen hundert Hz

$$R = 8 n^5 k r_0^4 w^2 f^2 l \cdot 10^{-9}\ \Omega$$

und die durch die Effektivstromstärke J der Spule E in A während t sec entwickelte Wärmemenge

$$Q = 0{,}239 \cdot J^2 \cdot R \cdot t \text{ cal}.$$

Da man so für 20,5°, 78° und 89° abs. Belastungswiderstände von $1{,}1 \cdot 10^{-3}$, $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ und $5{,}4 \cdot 10^{-3}\ \Omega$ berechnet, so entspricht die Stromstärke von etwa 0,2 Amp., mit der man eine Übertemperatur des Quecksilberklotzes um 70° gegen ein Bad von flüssigem Stickstoff konstant hält, einer Heizung von nur 10^{-3} cal/sec; für den Gleichstromthermostaten mit Zuleitungen beträgt der Heizbedarf etwa 0,5 cal/sec, ein Zeichen dafür, wieweit die obengenannte Forderung c durch den Wirbelstromkryostaten quantitativ erfüllt wird. Wie man aus den Formeln von Zenneck für die Stromverdrängung in gestreckten Drähten (9) leicht ersehen kann, ist die Stromdichte für den angeführten Fall über den ganzen Querschnitt des Quecksilberzylinders praktisch konstant; selbst bei Frequenzen von einigen 10^5 Hz wäre sie immer noch günstiger als bei Gleichstromheizung. Man kann daher ohne Bedenken zu einer höheren Frequenz übergehen, die nach den beiden angeführten Formeln eine geringere Stromstärke J zur Folge hat. Nach Fischer und Wever (6) ist die Frequenz, bei der pro Volumeinheit die größte Wärmemenge entwickelt wird,

$$f_{opt} = 0{,}08 / r_0^2 \cdot k,$$

also bei der Temperatur der flüssigen Luft ≈ 5000 Hz; in diesem Frequenzbereich gilt die angegebene Näherungsformel für R nicht mehr, sondern die erzeugte Wärmemenge wird dann unabhängig von einer Leitfähigkeitsänderung des Metallblocks.

5. Meßergebnisse.

Mit diesem Kryostaten wurden zwischen 65° und 160° abs. Dampfdruckmessungen ausgeführt, von denen in einer folgenden Veröffentlichung zunächst die an Krypton beschrieben

werden sollen. Durch verschiedene Versuche und durch Vergleichen mit Meßergebnissen in Sorptions- und Gleichstromthermostaten konnte festgestellt werden, daß die Angaben des Widerstandsthermometers erwartungsgemäß nicht durch induzierten Wechselstrom verfälscht werden. Die Meßpunkte wurden bei verschiedenen Entfernungen von Widerstands- und Dampfdruckthermometern aufgenommen und zeigen eine Streuung, die etwa 10^2mal geringer ist, als bei entsprechenden Messungen von Peters und Weil (10) am Gleichstromthermostaten; der radiale Temperaturgradient beträgt danach sicher weniger als 0,01° auf 5 cm. Die Herstellung und der Aufbau eines solchen Kryostaten konnte in zwei Tagen vorgenommen werden; die Einfachheit der Bedienung bei Benutzung nur einer Heizspule beschleunigt den Gang und verbessert die Sicherheit der Untersuchung. Es zeigte sich als ausreichend, wenn man die Heizspule über Schiebewiderstand und Amperemeter aus dem Wechselstromnetz speist; die Erzeugung von schnellerem Wechselstrom mit Thyratronröhren wurde auch versucht und dabei die Frequenz in bekannter Weise durch einen Spannungsteiler im Gitterkreis, die Energie durch Zwischenschaltung einer Verstärkerröhre RE 604 mit veränderlicher Kopplung zwischen Thyratron und Heizspule geregelt. Diese Versuche wurden aber nicht fortgesetzt, weil die Unbequemlichkeit, beim schnellen Aufheizen des Kryostaten mit 50 Hz und einigen Ampere die Spule mit einem Luftstrom kühlen zu müssen, geringer ist als die, eine besondere Wechselstromquelle zu überwachen.

Die Versuche zeigen die Möglichkeit, dieses Verfahren zur Kalorimetrie zu benutzen.

Zusammenfassung.

Die Art und die Größe des Temperaturgefälles in Metallklotz-Kryostaten wird erörtert; die Ergebnisse zeigen die Möglichkeit einen zuleitungsfreien, wirbelstrombeheizten Metallklotz-Kryostaten zu bauen, in dem die radialen und vertikalen Temperaturgradienten weitgehend vermieden, statt kompensiert werden. Die gegebene quantitative Theorie solcher Kryostaten wird durch Meßergebnisse bestätigt.

Literaturverzeichnis.

1) E. Justi, Ann. d. Phys. **9**, 570, 1931.
2) E. Justi, Ann. d. Phys. **9**, 983, 1931.
3) F. Henning u. A. Stock, Zeitschr. f. Phys. **4**, 226, 1921.
4) L. Holborn u. J. Otto, Zeitschr. f. Phys. **30**, 320, 1924.
5) F. Henning u. J. Otto, Zeitschr. f. d. ges. Kälteind. **39**, 86, 1932.
6) W. Fischer u. F. Wever, Mitt. K. W. I. f. Eis. **8**, Nr. 69, 149, 1926.
7) E. Justi, Ann. d. Phys. **2**, 65, 1929.
8) W. Meissner u. B. Voigt, Ann. d. Phys. **7**, 761, 1930.
9) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **11**, 1135, 1903.
10) K. Peters u. K. Weil, Zeitschr. f. phys. Chem. (A), **148**, 27, 1930.
11) K. Clusius, Zeitschr. f. phys. Chem. (B), **3**, 41, 1929.

(Eingegangen 19. Dezember 1933.)

B. Aus anderen Instituten.

Zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit eines unendlichen Halbraumes durch Induktion.

Von J. Koenigsberger.

Zusammenfassung:

Ergänzt wurde die frühere Berechnung[1]) des magnetischen Feldes, das die in einem unendlichen Halbraum der Leitfähigkeit K induzierten Ströme hervorbringen in der Mitte des auf der Oberfläche des Halbraumes gelegenen induzierten Kreisstromes, indem die Formel für das Feld dieses primären Kreisstromes vom Radius R vollständig integriert wurde. Hierbei vermindert sich der früher gegebene Zahlenfaktor um etwa 1,5 Proz. — Anschließend wird die Korrektionsformel für endliche seitliche Ausdehnung des Hohlraumes angegeben. — Die unter Vernachlässigung des Skineffekts abgeleiteten Formeln werden auf verschiedene Art experimentell geprüft und stimmten für niedrige Frequenzen ν ($\nu \cdot \sqrt{R \cdot K} \leq 600$) mit den Versuchsergebnissen innerhalb der Fehlergrenzen.

In einer früheren Arbeit[1]) war das magnetische Feld berechnet worden, das die in einem unendlichen homogenen Halbraum induzierten Ströme in der Mitte des auf der Oberfläche des Halbraums gelegenen induzierten Kreisstromes (Kreis vom Radius R) hervorbringen. Die Frequenz ν des induzierenden Wechselstromes muß so niedrig sein, daß der Skineffekt vernachlässigt werden kann. Wie an anderer Stelle gezeigt wurde, ist der Skineffekt bzw. die 180° Komponente kleiner als 5 Proz., wenn etwa $\nu \cdot \sqrt{R} : \varrho \leq 50$ ist,

1) Physik. Zeitschr. **31**, 487, 1930.

wobei ϱ den spezifischen Widerstand des Halbraums in Ω cm bedeutet. Ob diese Bedingung ausreicht, ist leicht experimentell zu prüfen: man mißt bei zwei Frequenzen ν_1 und ν_2. Ist dann $H_1 : H_2 = \nu_1 : \nu_2$, so ist in etwa denselben Fehlergrenzen der Skineffekt zu vernachlässigen. — Die Integration zur Berechnung von H_{90} geschah mit Vernachlässigung von zwei Ausdrücken B und C, die beide einen erheblichen Beitrag, allerdings von entgegengesetztem Zeichen, geben konnten. Der Fehler infolge dieser Vernachlässigung, bei Integration nur des Hauptausdrucks A, war zu höchstens 15 Proz. geschätzt worden. Seither[1]) wurde die genaue Integration der beiden Glieder z. T. rechnerisch, z. T. graphisch auf $\pm$ 3 Proz. durchgeführt. Das Ergebnis war, daß die gesamte mittlere Feldstärke H in Oersted der induzierten, um 90° gegen den Primärstrom verschobenen, Ströme in der Mitte des Kreises (bei Abwesenheit eines Skineffektes)

$$8{,}17 \cdot 10^{-9} \cdot \nu \cdot R \cdot I : \varrho \qquad (1)$$

ist, worin I die am Wechselstromamperemeter abgelesene primäre Stromstärke ist, R der Kreisradius in cm, ϱ der spezifische Widerstand des Halbraums in Ω cm. Früher war die obige Konstante aus dem Hauptausdruck A allein zu 8,27 gefunden worden. — Der Unterschied zwischen dem exakten Wert 8,17 und dem früheren 8,27 liegt schon nahe der Fehlergrenzen der Integrationen und des Fehlers der vollständigen für das Primärfeld des Kreisstromes zugrunde gelegten Formel.

Dagegen ist die Verteilung auf die einzelnen Schichten des Halbraumes etwas verschieden von derjenigen, die sich aus der vereinfachten Formel ergab. Setzt man den Gesamtwert von der Oberfläche $h = 0$ bis zur Tiefe $h = \infty$ gleich 1, so ist von 0 bis $0{,}1\,R$; $H = 0{,}213$. Von 0 bis $0{,}2\,R$; $H = 0{,}373$ — $0{,}3\,R$; $H = 0{,}495$ — $0{,}4\,R$; $H = 0{,}565$ — $0{,}5\,R$; $H = 0{,}660$ — $0{,}6\,R$; $H = 0{,}715$ — $0{,}8\,R$; $H = 0{,}779$ — $1{,}0\,R$; $H = 0{,}825$ — $1{,}5\,R$; $H = 0{,}865$ — $2{,}0\,R$; $H = 0{,}879$ — $3{,}0\,R$; $H = 0{,}898$ — $5\,R$; $H = 0{,}930$ — $10\,R$; $H = 0{,}961\ \infty\,R$; $H = 1$.

Ermittelt wurde weiter der Ausdruck für randliche Korrektion für eine verglichen mit dem Abstand h von der Oberfläche dünne Platte mit der Dicke d und dem endlichen Radius r. Man setzt

$$h : R = h_0;\ 1 : \varrho = K;\ r : R = r_0;\ d : R = d_0 — H = 10^{-10} \cdot \nu \cdot 4\pi^3 I\, d_0 R \cdot K \{[2h_0^4 + 3h_0^2 r_0^2 + 2h_0^4(h_0^2 + 2r_0^2) + r_0^4(2h_0^2 + 1)] : [r_0^2 + h_0^2] \cdot [r_0^4 + h_0^4 + 2r_0^2 h_0^2 + h_0^2 + r_0^2 - 2h_0][h_0^2 + 1]\} \qquad (2)$$

oder in erster Näherung für große r_0, wobei für einen Fehler von 10 Proz. in H' der Ausdruck $1{,}5\,h_0 : r_0^2 \leqq 0{,}1$ sein soll.

$$H' = 10^{-10} \cdot \nu \cdot 4\pi^3 I\, d_0 \cdot KR \cdot [1 + 2h_0^2 - 2h_0][h_0^2 + 1 - 1 : 2r_0^2 + (3/8 + 3/4 h_0^2) : r_0^4]. \qquad (3)$$

Die Richtigkeit der Formel hat experimentell W. Nunier[2]) an Kochsalzwasser bestimmter Konzentration in achteckigem Holztrog geprüft. Die Effekte sind auch bei Stromstärken von einigen Ampère klein (Größenordnung $1 \cdot 10^{-6}$ Oe.), sie können mit geeignetem Widerstandsverstärker außerhalb der Stadt in störungsfreier Gegend genau gemessen werden. Die erzielte Übereinstimmung von $\pm$ 15 Proz. zwischen der aus der Induktion bestimmten Feldstärke konnte in Anbetracht der Fehlerquellen und der Korrektion für endliche Begrenzung des Halbraums, die für Kreisform gilt, nicht günstiger erwartet werden.

Dann wurde eine andere Anordnung mit dem Erdboden als unendlichem Halbraum gewählt.

Die Frequenzproportionalität war innerhalb der Fehlergrenzen bis zu 300 H erfüllt, wie aus folgenden Werten des scheinbaren spezifischen Erdwiderstandes $\varrho \cdot 10^{-3}$ in $\Omega = \varrho'$ bei einem Schleifenradius R von 40 m hervorgeht: 300 H; $\varrho' = 4{,}5 - 75\ H$; $\varrho' = 4{,}2 - 40\ H$; $\varrho' = 4{,}4 - 25\ H$; $\varrho' = 4{,}4$. — Ebenso noch für $R = 80$ m $\cdot 300\ H$; $\varrho' = 4{,}0 - 75\ H$; $\varrho' = 4{,}1$. Die Werte von ϱ' für $R = 40$ m und 80 m dagegen stimmen nicht überein, weil der Widerstand mit der Tiefe sich ändert.

In der Nähe der Erdoberfläche, also für eine Schleife mit dem kleinen $R = 10$ m war $\varrho' = 16{,}5$ als Pauschalwert gefunden, während direkt durch Anlegen von Elektroden auf die Erde mit Wheatstonebrücke $\varrho' = 17$ für die Schicht nahe der Oberfläche gemessen wurde. Somit hat sich die theoretische Formel auch auf diesem Wege als richtig innerhalb der Fehlergrenzen erwiesen.

A. a. O. wird für den Fall horizontaler Grenzflächen der einen inhomogenen unendlichen Halbraum bildenden Schichten aus der Kurve der scheinbaren ϱ für verschiedene R die Tiefe der

1) Angew. Geophysik **3**, 318, 1933.
2) W. Nunier, Angew. Geophysik **3**, 370ff., 1933.

Grenzflächen und der wahre Widerstand der einzelnen Schichten berechnet an Hand von Messungen bei Freiburg i. B.

Zu beachten ist, daß der ohne Skineffekt durchgerechnete Fall der Kreisschleife nicht spezialisiert werden kann für den Fall des Punktdipols auf unendlichem Halbraum, sondern daß der Ausdruck in der Ebene und für die Mitte eines Kreisstromes gilt, der auf der Oberfläche liegt. Der Fall des Punktdipols, wie ihn z. B. A. Sommerfeld[1]) skizziert, J. G. Elias[2]) mit Bessel-Funktionen exakt durchgeführt und den W. Nunier[3]) für die zahlenmäßige Verwertung bis zu Ende gerechnet hat, so daß man das magnetische Feld in dessen Umgebung außerhalb zahlenmäßig angeben kann in einem Abstand, der groß ist gegenüber den Dimensionen des Punktdipols; dieser Fall führt stets zum Vorhandensein eines Skineffektes. Sein Wirkungsraum reicht um so tiefer und weiter, je kleiner die Leitfähigkeit des unendlichen Halbraums ist. Diese Punktdipolwirkung ist zwar auch in dem hier gewählten Falle der Kreisschleife vorhanden; sie verschwindet da aber gegen den Beitrag des Raumes in der näheren Umgebung der endlichen Kreisschleife, weil man das Feld in einem Abstand von der Mitte des Dipols mißt, der klein ist, verglichen mit dem Durchmesser der Kreisfläche des Dipols.

Der von F. Ollendorff[4]) behandelte Fall der Induktion durch einen Kreisstrom in einer dünnen Platte geht, wie in folgender Arbeit W. Nunier zeigt, für kleine Leitfähigkeit bei Abwesenheit des Skineffektes in die für $r_0 = \infty$ und $h_0 \gg R$ spezialisierte Formel (3) über, die nur mit dem Ausdruck A (s. S. 7) erhalten wurde; also gelten die Annahmen von F. Ollendorff für einen relativ zum Abstand der Kreisschleife von der leitenden Platte kleinen Schleifenradius R, und zwar wie die Experimente zeigen, etwa bis $h \geqq 2R$.

1) A. Sommerfeld, Riemann-Webers, Differentialgleichungen der Physik II, 541, 1927.

2) T. G. Elias, Physica, 2. Jahrgang, Nr. 7, 12, S. 207, 361, 1922.

3) W. Nunier, Angewandte Geophysik **4**, 1934 (im Druck).

4) F. Ollendorff, E. N. T., Heft 12, Bd. 6, S. 479, 1929.

Mathematisch-physikalisches Institut der Universität Freiburg i. B.

(Eingegangen 29. September 1933.)

Das magnetische Feld der von einem Kreisstrom in flächenhaften Leitern induzierten Ströme.

Von W. Nunier.

Zusammenfassung.

Die von F. Ollendorff[1]) angegebene Berechnung des Magnetfeldes der von Kreisströmen in dünnen Platten induzierten Ströme wird weiter entwickelt und spezialisiert, um die experimentelle Prüfung zu ermöglichen. Die Ergebnisse der im zweiten Teil angegebenen Versuche sind in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Entwicklungen.

I. Theorie.

1. Die Entwicklung der Formeln für die 180°- und 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes.

Die folgenden Rechnungen sollen die in einer Abhandlung von F. Ollendorff[1]): „Die Rückwirkung flächenhafter Leiter auf das magnetische Feld von Spulen" gegebenen Entwicklungen zur Berechnung der im zweiten Teil gegebenen Versuche weiterführen und spezialisieren, und so deren experimentelle Prüfung ermöglichen.

F. Ollendorff nimmt folgende Versuchsanordnung an: Eine Kreisschleife mit dem Radius R und der Kreisfrequenz ω befindet sich im Abstand h von einer leitenden Metallplatte mit der Dicke Δ und der Ohmschen Leitfähigkeit $\varkappa$. Gewählt ist ein Zylinderkoordinatensystem z, ϱ, δ mit dem Anfangspunkt in der Platte.

Ist der Aufpunktabstand gleich dem Abstand der Kreisstromschleife von der Platte $z = h$, so berechnet sich die vertikale Komponente des Magnetfeldes durch Gleichung 41, a, b, l. c. pag. 487. Danach ist, wenn:

$$\frac{J R^2}{32 h^3} \equiv A \quad \text{und} \quad 2\pi r \cdot 4\pi \varkappa \Delta h \cdot 10^{-9} \equiv \omega T \qquad (1a)$$

gesetzt wird, und $\lambda(\omega T)$ und $\varrho(\omega T)$ durch Gleichung 24 l. c. pag. 483 bestimmt sind:

$$H_z = A i(\omega T)^3 \times \left[-\lambda(\omega T) + \frac{1}{(\omega T)^2} + \frac{i}{\omega T}\left(1 - \varrho(\omega T)\right) \right] \qquad (1b)$$

Der negative reelle bzw. positive imaginäre Teil dieser Gleichung liefert die 180°- bzw. 90°-Komponente des Magnetfeldes der in der Metallplatte induzierten Ströme.

a) Allgemeine Formeln für beliebige ωT-Werte.

$$H_{180°} = A(\omega T)^2 \left[1 - \varrho(\omega T)\right]; \qquad (2a)$$

$$H_{90°} = A(\omega T)^3 \left[\frac{1}{(\omega T)^2} - \lambda(\omega T) \right]. \qquad (2b)$$

1) Franz Ollendorff E. N. T., Heft 12, Bd. 6, 1929, S. 479 im folgenden als Abhandlung bezeichnet.

b) Spezialisiert für sehr große ωT-Werte. Für $|\omega T| > 17$ ist nach E. Jahnke und F. Emde (Funktionentafeln Leipzig 1909) S. 19

$$1 - \varrho(\omega T) = \frac{2!}{(\omega T)^2} - \frac{4!}{(\omega T)^4} + \cdots ; \quad (3)$$

$$\frac{1}{(\omega T)^2} - \lambda(\omega T) = \frac{3!}{(\omega T)^4} - \frac{5!}{(\omega T)^6} + \cdots . \quad (4)$$

Die zweiten Glieder können vernachlässigt werden, wenn $(\omega T)^2 \gg 20$; dann ist:

$$\underset{\infty}{H_{180°}} = A\,2! ; \qquad \underset{\infty}{H_{90°}} = A\,\frac{3!}{\omega T} . \quad (5a, b)$$

Wenn ωT größer als 20, aber nicht sehr groß gegen 20, sind die zweiten Glieder von Gleichung 3/4 zu berücksichtigen:

$$H_{180°} = A\,2!\left(1 - \frac{12}{(\omega T)^2}\right); \quad (6a)$$

$$H_{90°} = A\,\frac{3!}{\omega T}\left(1 - \frac{20}{(\omega T)^2}\right). \quad (6b)$$

Aus den Gleichungen 2 und 5 ergibt sich noch:

$$\frac{H_{180°}}{\underset{\infty}{H_{180°}}} = \frac{\Delta L}{\Delta L_\infty} ; \quad \frac{H_{90°}}{\underset{\infty}{H_{90°}}} = \frac{\Delta R}{\Delta R_\infty} , \quad (7a, b)$$

wobei ΔL und ΔR die von F. Ollendorff angegebenen Formeln Gleichung (32/33) für die Selbstinduktionsabnahme und Ersatzwiderstand bedeuten. Sind die Grenzwerte des H-Feldes ($H\infty$) bekannt, so erhält man das jeweilige H-Feld für (ωT) von $1 \to 10$ am besten graphisch aus den Kurven (s. Fig. 3 der Abh., S. 485).

c) Spezialisiert für sehr kleine ωT-Werte. Wenn die ωT-Werte klein gegen 1 sind, so werden die Potenzreihenentwicklungen von $Ci(\omega T)$ und $Si(\omega T)$ für $|\omega T| < 17$ verwendet (siehe Jahnke, Emde, S. 19). Mit Berücksichtigung der ersten Glieder wird

$$\varrho(\omega T) = \omega T\left[\frac{\pi}{2} - \omega T + \omega T(C + \ln \omega T)\right] \quad (8a)$$

$$\lambda(\omega T) = -\left(C + \ln(\omega T)\right) - \omega T\left(\omega T - \frac{\pi}{2}\right) \quad (8b)$$

$$|\omega T| \ll 1 .$$

Gleichung (2a, b) ergeben dann:

$$H_{180°} = A(\omega T)^2\left[1 - \omega T\frac{\pi}{2} - (\omega T)^2 \cdot (1 + C + \ln \omega T)\right], \quad (9a)$$

$$H_{90°} = A(\omega T)\left[1 - (\omega T)^2\left|- \left(C + \ln(\omega T)\right) + \omega T \cdot \frac{\pi}{2} - (\omega T)^2\right|\right]. \quad (9b)$$

Für die Grenzwerte $|\omega T| < 10^{-2}$ können in Gleichung (2) $\varrho(\omega T)$ und $(\omega T)^2\lambda(\omega T)$ gegen 1 vollständig vernachlässigt werden:

$$H_{180°} = A(\omega T)^2 ; \quad H_{90°} = A(\omega T) . \quad (10a, b)$$

Diese Formeln gelten in erster Linie für elektrolytische Leitfähigkeit; sie sind aber auch für Metalle geringer Leitfähigkeit zu verwenden, wenn der Abstand h, die Dicke der Platte Δ und die Frequenz klein sind.

2. Entwicklung eines Korrektionsgliedes für die Ausdehnung der Kreisschleife relativ klein zum Abstand der Platte.

In der Formel für den Strombelag des Wirbelstromes, Gleichung (7b) der Abh., setzt man für die Besselsche Funktion die zugehörige Reihe ein: $J(\lambda R) = \frac{\lambda R}{2} - \frac{(\lambda R)^3}{16} + \cdots$. Unter Berücksichtigung des zweiten Gliedes bei der Integration erhält man das erste Korrektionsglied. Gleichung (7b) geht dann über in

$$A(\varrho) = JR\int_0^\infty \lambda\, d\lambda J_1(\lambda\varrho)\left(\frac{\lambda R}{2} - \frac{(\lambda R)^3}{16}\right).$$

Entsprechend Gleichung (41) der Abh. ergibt sich

$$H_z = IR^2\int_0^\infty \frac{\lambda^2 e^{-\lambda(h+z)} - \frac{R^2}{8}\lambda^3 e^{-\lambda(h+z)}}{2\lambda - \varkappa\Delta\mu_0 i\omega \cdot 10^{-8}} \varkappa\Delta\mu_0 i\omega \cdot 10^{-9} J_1(\lambda\varrho)\, d\lambda . \quad (11)$$

Für $z = h$ und $\varrho = 0$ lautet die Gesamtlösung

$$H_z = Ai(\omega T)^3\left[-\lambda(\omega T) + \frac{1}{(\omega T)^2} + \frac{i}{\omega T}\left(1 - \varrho(\omega T)\right)\right] - Ai(\omega T)^5 \frac{1}{32}\left(\frac{R}{h}\right)^2\left[\lambda(\omega T) - \frac{1}{(\omega T)^2} + \frac{3!}{(\omega T)^4} - \frac{i}{\omega T}\left(1 - \varrho(\omega T) - \frac{2}{(\omega T)^2}\right)\right]. \quad (12)$$

a) Allgemeine Formel für beliebige ωT-Werte:
(Der negative reelle Teil ergibt die 180°-Komponente, der positive imaginäre Teil die 90°-Komponente des sekundären vertikalen Magnetfeldes.)

$$H_{180°} = A\left[(\omega T)^2(1 - \varrho(\omega T)) - \frac{1}{32}\left(\frac{R}{h}\right)^2(\omega T)^4\left(\varrho(\omega T) - 1 + \frac{2}{(\omega T)^2}\right)\right], \quad (13a)$$

$$H_{90°} = A\left[(\omega T)^3\left(\frac{1}{(\omega T)^2} - \lambda(\omega T)\right) - \frac{1}{32}\left(\frac{R}{h}\right)^2(\omega T)^5\left(\lambda(\omega T) - \frac{1}{(\omega T)^2} + \frac{3!}{(\omega T)^4}\right)\right]. \quad (13b)$$

b) Spezialisiert für sehr große ωT-Werte.
Mit Berücksichtigung von Gleichung (3/4) nehmen die Gleichungen (13) unter Verwendung der ersten zwei Glieder folgende Form an:

$$H_{180°} = A\,2!\left[1 - \frac{12}{(\omega T)^2} - \frac{3}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2\left(1 - \frac{30}{(\omega T)^2}\right)\right], \quad (14a)$$

$$H_{90°} = A\,\frac{3!}{\omega T}\left[1 - \frac{20}{(\omega T)^2} - \frac{5}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2\left(1 - \frac{42}{(\omega T)^2}\right)\right]. \quad (14b)$$

Wenn $(\omega T)^2 \gg 42$ und 3 Korrektionsglieder $\left(\frac{R}{h}\right)$ bei der Integration berücksichtigt werden:

$$H_{180°} = A\,2!\left[1 - \frac{3}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2 + \frac{15}{128}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right], \quad (15a)$$

$$H_{90°} = A\,\frac{3!}{\omega T}\left[1 - \frac{5}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2 + \frac{35}{128}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right]. \quad (15b)$$

c) Spezialisiert für sehr kleine ωT-Werte.
Mit Gleichungen (8a, b) lauten die Gleichungen (13a, b) bei der Vernachlässigung aller vierten und höheren Potenzen von ωT; (gültig für $|\omega T| \ll 1$):

$$H_{180°} = A(\omega T)\,2\left[1 - \omega T\left\{\frac{\pi}{2} - \omega T + \omega T(C + \ln \omega T)\right\} - \frac{1}{32}\left(\frac{R}{h}\right)^2\left(2 - (\omega T)^2 + (\omega T)^3\frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (16a)$$

$$H_{90°} = A\,\omega T\left[1 + (\omega T)^2(C + \ln \omega T) + \omega T\left(\omega T - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{1}{32}\left(\frac{R}{h}\right)^2(3! - (\omega T)^2)\right]. \quad (16b)$$

Für $|\omega T| \ll 10^{-2}$ ist (und wenn ebenfalls gleich wieder 3 Glieder berücksichtigt werden):

$$H_{180°} = A(\omega T)^2\left[1 - \frac{1}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^2 + \frac{3}{128}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right], \quad (17a)$$

$$H_{90°} = A(\omega T)\left[1 - \frac{3}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^2 + \frac{5}{128}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right]. \quad (17b)$$

Anhang. Formeln für den Zusatzwiderstand und Verringerung der Selbstinduktion einer stromdurchflossenen Kreisschleife:

Die Erörterung erfolgt wegen der praktischen Bedeutung dieser Größen in der Technik und gibt Ergänzungen der Ergebnisse von Ollendorff. Im experimentellen Teil dieser Arbeit werden diese Größen nicht selbst gemessen, sondern nur die 180°- und 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes.

Die allgemeine Lösung für den komplexen Zusatzwiderstand mit einem Korrektionsglied (h) folgt aus Gleichung (37), S. 486 der Ollendorffschen Abhandlung. Zwecks Vereinfachung wird gesetzt:

$$\frac{R^2}{4}\mu_0\omega\cdot 10^{-8}\pi R^2 = B. \qquad (18)$$

Die Lösung von Gleichung (37), S. 486 ergibt sich entsprechend wie Gleichung (12) dieser Arbeit, wenn man berücksichtigt, daß in Gleichung (37) noch ein imaginärer Faktor i hinzutritt und der Faktor vor dem zweiten Integral $\frac{R^2}{4}$ statt $\frac{R^2}{8}$ lautet:

$$\left.\begin{aligned} R = &-B(\omega T)^3\left[-\lambda(\omega T)+\frac{1}{(\omega T)^2}+\frac{i}{\omega T}(1-\varrho(\omega T)\right]\\ &+B(\omega T)^5\cdot\frac{1}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^2\left[\lambda(\omega T)-\frac{1}{(\omega T)^2}+\frac{3!}{(\omega T)^4}-\frac{i}{\omega T}\left(1-\varrho(\omega T)-\frac{2}{(\omega T)^2}\right)\right].\end{aligned}\right| \qquad (19)$$

a) Allgemeine Lösung. Der reelle Teil von Gleichung (19) gibt den Zusatzwiderstand für beliebige ωT-Werte:

$$Re(R) = -B(\omega T)^3\left[\frac{1}{(\omega T)^2}-\lambda(\omega T)-\frac{1}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^2(\omega T)^2\left(\frac{3!}{(\omega T)^4}-\frac{1}{(\omega T)^2}+\lambda(\omega T)\right)\right]. \qquad (20a)$$

Die Verringerung der Selbstinduktion erhält man aus dem imaginären Teil von Gleichung (19).

$$Jm(R) = -B(\omega T)^2\left[1-\varrho(\omega T)-\frac{1}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^2(\omega T)^2\left(\varrho(\omega T)-1+\frac{2}{(\omega T)^2}\right)\right]. \qquad (20b)$$

b) Spezialisiert für sehr große (ωT) entsprechend Gleichung (14a, b). Wenn $(\omega T)^2 \gg 42$ ist, und wieder 3 Glieder angegeben werden:

$$Re(R) = -B\frac{3!}{\omega T}\left[1-\frac{5}{4}\left(\frac{R}{h}\right)^2+\frac{35}{64}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right], \qquad (21a)$$

$$Jm(R) = +B\,2\left[1-\frac{3}{4}\left(\frac{R}{h}\right)^2+\frac{15}{64}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right]. \qquad (21b)$$

c) Für $|\omega T| < 10^{-2}$:

$$Re(R) = -B(\omega T)\left[1-\frac{3}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2+\frac{5}{64}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right], \qquad (22a)$$

$$Jm(R) = -B(\omega T)^2\left[1-\frac{1}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^2+\frac{3}{64}\left(\frac{R}{h}\right)^4\right]. \qquad (22b)$$

Die Korrektion für den reellen und imaginären Teil ist verschieden groß, was in der Abhandlung von Ollendorff übersehen ist. Für die Größenordnung $h = 2R$, insbesondere $h = R$, ist die Kenntnis des hier entwickelten dritten Gliedes notwendig.

II. Experimente.

1. Versuchsanordnung und Messung.

Dies oben berechnete durch die induzierten Ströme im Leiter hervorgerufene Magnetfeld induziert Ströme in einer Empfangsspule. Diese werden, nachdem das Primärfeld in Abwesenheit des Leiters abkompensiert wurde, mittels eines Vierröhrenwiderstandsverstärkers[1]) verstärkt, durch eine Audionschaltung gleichgerichtet und durch ein Galvanometer (innerer Widerstand etwa 350 Ω, Empfindlichkeit 10^{-7} Amp.) angezeigt. Die Anordnung im Bau des Widerstandverstärkers erlaubt die in der Empfangsspule induzierten Ströme für bestimmte niedere Frequenzen ($\nu = 300\ H,\ 75\ H,\ 40\ H,\ 25\ H$), durch jeweils geeignete Wahl von Kapazitäten im Verstärker ziemlich rein gesiebt, zu messen.

Der wechselstromführenden Kreisschleife wird eine kleinere Kreisschleife (R_2) zur Kompensation der 0°- bzw. 180°-Komponente des sekundären Magnetfeldes entgegengeschaltet. Diese Spule befindet sich über der ersten Kreisschleife in einer gewissen Höhe. Durch eine Feinregulierung (F) kann sie an die Stelle zwischen den beiden Schleifen, wo das Primärfeld Null ist, verstellt werden. In dieser neutralen Zone, in der das Primärfeld Null ist, befindet sich die Empfangsspule und in ihr eine weitere Spule (Sekundärspule), die gegen den Primärstrom 90°-phasenverschobenen Strom führt (durch eine das Magnetfeld der primären Stromzuleitung ringförmig umschließende Spule abgenommen). Das Magnetfeld der Sekundärspule dient zur Kompensation des Magnetfeldes der in dem unteren leitenden Halbraum der Kreisschleife induzierten Ströme.

Die Kreisschleifenapparatur befindet sich zunächst in einer bestimmten Höhe über dem Erdboden. Die Empfangsspule ist mit dem Eingang des Verstärkers verbunden. Um die Primärkompensation der beiden Stromkreise R_1 und R_2 zu erreichen (der Sekundärkreis mit der Sekundärspule ist noch geöffnet), hört man bei unempfindlich gestelltem Verstärker mit dem Telephon ab und reguliert die Höhenverstellung, bis die in der Empfangsspule induzierten Ströme ein Minimum werden. Dann wird der Verstärker empfindlicher eingestellt und der Ausschlag des Galvanometers noch weiter mittels den Vorrichtungen[2]) für die

1) Apparatur und Methode sind ähnlich der zur Bestimmung des Erdwiderstandes benutzten und eingehend beschriebenen, siehe Beiträge zur angewandten Geophysik, Bd. 3, S. 370, 1933.

2) Für eine große Empfindlichkeit hat sich als praktisch erwiesen, die Stromfläche der größeren Primärschleife (R_1) zu variieren; dies geschieht durch eine kleine Schraube aus Isolationsmaterial, die an einer Stelle am Kreisumfang angebracht ist.

Primärkompensation auf ein Minimum herabzudrücken versucht. In der Zuleitung des Sekundärkreises ist ein Komutator (zur Feststellung der kompensierenden Stromrichtung) und ein Stöpselrheostat (etwa 1 bis 1000 Ω) eingeschaltet. Durch Schließen der Sekundärleitung in bestimmter Richtung über einem bestimmten Widerstand kann der noch vorhandene Restausschlag[1]) im Galvanometer auf den Nullwert herabgedrückt werden. Daran anschließend wird nun unter diese Schleifenapparatur mit geöffnetem Sekundärkreis in bestimmter Tiefe das zu untersuchende Metallblech gebracht. Den daraufhin im Galvanometer angezeigten Gesamtausschlag sucht man zu kompensieren. Die Kompensation der 0°- bzw. der 180°-Komponente erfolgt durch Änderung 1) des Abstandes der kleinen Kreisschleife (R_2), 2) der Stromfläche von R_1, siehe Anmerkung 2) auf S. 11. Die Kompensation der 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes wird durch Einschalten geeigneter Widerstände im Sekundärkreis, der über den Kommutator geschlossen wird, erreicht. Die Kompensation der beiden Komponenten erfolgt nacheinander durch sukzessive Näherung, bis der Null-Wert des Galvanometerausschlages erreicht ist. Öffnet man dann den Sekundärkreis, so steigt der Ausschlag bis zu einer bestimmten Anzahl Skalenteile oder umgekehrt. Dieser Galvanometerausschlag wird beim Schließen des Stromkreises der kompensierenden elektromotorischen Kraft durch einen bestimmten Widerstand im Sekundärkreis kompensiert und entspricht der 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes. Die 180°-Komponente entspricht bei Wiederholung dem Ausschlag, wenn der Sekundärkreis schon mit dem kompensierenden Widerstand geschlossen ist. Bei ungeänderter Verstärkereinstellung ist anschließend die Eichung der Galvanometerausschläge vorzunehmen. Dazu dient das Magnetfeld der großen Kreisschleife R_2, an die man jetzt den von etwa 1 Ω abgezweigten Maschinenstrom anlegt. Durch Ziehen einzelner Widerstände des Stöpselrheostaten in dem abgezweigten Stromkreis nimmt man eine Eichungskurve[2]) in Skalenteilen für verschiedene Stromstärken auf. Für die Durchführung der Versuche ist noch zu bemerken, daß die Mitte der Empfangsspule nur etwa 2 cm über der großen Kreisschleife R_1 liegt, so daß für einen Abstand von = etwa 40 cm der Kreisschleife von der leitenden Platte der Aufpunktsabstand[1]) z ohne bemerkenswerten Fehler gleich h gesetzt werden kann. Dann gelten die im vorgegangenen theoretischen Teil abgeleiteten Formeln.

1) Da die Schleifenapparatur zunächst noch über der Erde sich befand, rührt dieser Restausschlag von einer noch fehlerhaften 90°-Komponente (l. c., S. 388) her, deren Größe für folgende Versuche mit $0{,}04 \cdot 10^{-4}$ Amp./cm festgestellt wurde und bei den folgenden Messungen jeweils von dem Betrag der 90°-Komponente abgezogen werden muß.

2) Die in der Arbeit c. p. 6 angegebenen Kurven (Fig. 5) S. 380, bei schwächerer Verstärkerempfindlichkeit aufgenommen, entsprechen den hier verwendeten Eichungskurven.

2. Versuchsergebnisse.

a) Bestimmung des sekundären Magnetfeldes über einer Aluminiumplatte, deren Radius $\varrho = 100$ cm beträgt.

Dicke der Platte $\Delta = 0{,}1$ cm, die Ohmsche Leitfähigkeit $\varkappa = 37 \cdot 10^4\ \Omega^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$, Radius des Kreisstromes $R = 20$ cm, Abstand des Kreisstroms von der Platte: $h = 37$ cm. Nach Gleichung (1) ist für die obigen Werte $T = 1{,}7 \cdot 10^{-2}$ sec. Ferner $\omega T = 2\pi\nu T = \nu \cdot 1{,}07 \cdot 10^{-1}$, wobei ν die Frequenz bedeutet. Bei konstantem Radius der Platte (ϱ) und bei gleichbleibendem Abstand h von der Platte wird das Magnetfeld als Funktion der Frequenz untersucht: Versuch 1. Für $\nu = 300\,H$; $\omega T = 32$, 2. $\nu = 75\,H$; $\omega T = 8$, 3. $\nu = 40\,H$; $\omega T = 4{,}26$, 4. $\nu = 25\,H$; $\omega T = 2{,}67$. Für die Stromstärke $I = 1{,}00$ Amp., $R = 20$ cm, $h = 37$ cm ist die Größe A nach Gleichung (1a)

$$A = \frac{I R^2}{32 h^3} = 2{,}50 \cdot 10^{-4}\ \text{Amp./cm}. \quad (23a)$$

Für die obigen 4 Versuche ist die Korrektion

$$\left(\frac{R}{h}\right)^2 = 0{,}29. \quad (23b)$$

Die im vorausgegangenen theoretischen Teil entwickelten Formeln für das Magnetfeld der induzierten Ströme beziehen sich auf eine unendlich ausgedehnte leitende Platte. Für eine endlich begrenzte Platte, wie im vorliegenden Fall, ist es also nötig, die oben erwähnten Formeln noch mit einem entsprechenden Korrektionsfaktor zu versehen. In der Abhandlung von F. Ollendorff ist eine numerische Größe $\xi_0 = 2{,}25$[2]) angegeben, nach welcher die Plattenausdehnung [siehe Gleichung (46), S. 491] so zu bestimmen ist, daß

$$\frac{\omega T_\varrho}{2} \geqq 2{,}25 \quad (24)$$

ist (T_ϱ entsteht aus T, wenn h durch ϱ ersetzt wird). Dabei ist noch zu berücksichtigen, daß

1) Die Formeln für beliebige Aufpunktsabstände werden erhalten, wenn man setzt: $T = \frac{T + Tz}{2}$, wobei T_z durch Ersetzen von h durch z in T entstanden ist (s. Gleichung 42, S. 489).

2) Gleichung (51) S. 495 ist verdruckt. Für die Werte ξ größer als ξ_0, welches in Fig. 10 die Stelle des Nulldurchgangs der Blindströmung angibt, bildet sich nur noch ein sehr schwaches Feld aus.

die Abschätzung nur gilt, wenn ϱ sehr groß ist gegen h [siehe Gleichung (44b), S. 491]. Ein Korrektionsglied $(h:\varrho)$ ist in der Abhandlung von F. Ollendorff nicht entwickelt, sondern es ist in Gleichung (44a) und (45) sofort zum $\lim h \to 0$ übergegangen worden. Für die obigen Versuche muß also, wenn die Formeln ohne weiteren Korrektionsfaktor gelten sollen, $\frac{\omega T \varrho}{2} \geqq 2{,}25$ sein, d. h. für $\nu = 300\,H$ folgt aus: $0{,}43\,\varrho = 2{,}25$, daß $\varrho \geqq 5$ cm sein muß; da aber andererseits $h \ll \varrho$ notwendig ist, so ist für $\varrho = 100$ cm die in vorliegenden Versuchen gewählte Größe $h = 37$ cm noch nicht genügend klein gegen ϱ und erklärt dann zunächst rein qualitativ die Differenz zwischen dem für eine unendlich ausgedehnte Platte berechneten Wert und dem gemessenen kleineren Wert für eine endlich begrenzte Platte[1]). Die Größe $h = 37$ cm konnte nicht kleiner gewählt werden, weil die theoretische Entwicklung der Formeln verlangt, daß h noch groß gegen den Radius des Primärstromkreises R sein soll. In unseren Versuchen wurde $R = 20$ cm gewählt; für das Verhältnis $R:h$ wurden bei der Entwicklung der Formeln die entsprechenden Korrektionsglieder angegeben. Eine größere zusammenhängende Aluminiumplatte konnte nicht beschafft werden und anderseits konnte h nicht kleiner gewählt werden, weil dann bei einem entsprechend kleineren Radius des Primärstromkreises der Effekt zu klein geworden wäre. Mehrere Windungen für den Primärstromkreis zu nehmen ist bei allen derartigen Versuchen, wo die Kompensation 10^{-7} bis 10^{-8} beträgt, wegen der eingangs erwähnten Kontaktschwierigkeiten (l. c., pag. 370) bekanntlich nicht sehr ratsam. Man muß also die endliche Ausdehnung der Platte berücksichtigen. Während für die 180°-Komponente des Magnetfeldes dies nicht nötig ist (wie die Versuchsergebnisse zeigen, beträgt die Abweichung der gemessenen Werte nur wenige Prozent von den für unendlich ausgedehnte Platten berechneten Werten), erlaubt für die 90°-Komponente eine von J. Koenigsberger, allerdings ohne Berücksichtigung des Skineffektes entwickelte Formel, eine Berechnung der relativen Korrektion für eine endliche Plattenausdehnung. (Bei der 90°-Komponente kann man in erster Näherung für eine dünne Platte mit der erwähnten Formel auskommen, da der Skineffekt dafür nur wieder eine Korrektion ist, während die 180°-Komponente allein durch den Skineffekt zustande kommt.) Die Formel lautet:

$$H_{90^\circ} = C\left[\frac{2h_0^4 + 3h_0^2 r_0^2 + 2h_0^4(h_0^2 + 2r_0^2) + r_0^4(2h_0^2 + 1)}{(r_0^2 + h_0^2)\sqrt{r_0^4 + h_0^4 + 2r_0^2 h_0^2 + h_0^2 + r_0^2}}\right] - 2h_0\sqrt{h_0^2 + 1}, \qquad (25)$$

wobei $h:R = h_0;\ r:R = r_0;\ \Delta:R = \Delta_0$,

wobei $C = 10^{-10}\,4\pi^3 I \Delta_0 R:\varrho$,

und Gleichung (25) in erster Näherung mit einer Genauigkeit von 10 Proz., wenn $\frac{3h_0}{2r_0^2} \leqq 1$:

$$H_{90^\circ} = C\left[1 + 2h_0^2 - 2h_0\sqrt{h_0^2 + 1} - \frac{1}{2r_0^2} + \frac{1}{r_0^4}\left(\frac{3}{8} + \frac{3}{4}\cdot h_0^2\right)\right]. \qquad (26)$$

Für die Plattenausdehnungen $\varrho = r = \infty$; $h_0 = 1{,}85$ ist nach Gleichung (26) $H_{90^\circ} = C \cdot 0{,}064$, für die Plattenausdehnung $\varrho = 100$ cm ist nach Gleichung (25) $H_{90^\circ} = C \cdot 0{,}048$; hiernach nimmt also die 90°-Komponente für $\varrho = 100$ cm und $h = 37$ cm um 25,0 Proz. ab; der Korrektionsfaktor für die 4 folgenden Versuche beträgt demnach 0,750.

Versuch 1) $\nu = 300\,H$; $\omega T = 32$.

I. Für die 180°-Komponente gilt Gleichung (14a), S. 10.

a) Berechnet

$$H_{180^\circ} = 5{,}0 \cdot 10^{-4}\,(0{,}99 - 0{,}10) = 4{,}46 \cdot 10^{-4}$$
$$(\pm\ 2\ \text{Proz. Amp./cm}^2).$$

b) gemessen: Die Eichung der Galvanometerausschläge geschieht mit dem Primärstromkreis $R = 20$ cm, an den der Maschinenstrom von 1,1 Ω abgezweigt, angeschlossen wurde, nach der bekannten Formel

$$H = \frac{I}{2}\,\frac{1{,}1}{2}\,\frac{R^2}{W\,(R^2 + a^2)^{3/2}}\ \text{Amp./cm}. \qquad (27)$$

1) In dem Zahlenbeispiel S. 489 der Abhandlung von Ollendorff ist die Größe $h = 10$ cm auch nicht klein gegen $\varrho = 20$ cm. Die Korrektion für die 90°-Komponente bei einer endlichen Plattenausdehnung berechnet sich nach Gleichung (25) und (26): für $h = 10$ cm, $R = 5$ cm, $\varrho = \infty$ ist $H_{90^\circ} = C \cdot 0{,}056$; für $\varrho = 50$ cm ist $H_{90^\circ} = C \cdot 0{,}049$, d. h. wenn $h:R = 2$ ist, dann erfüllt $h = \frac{1}{5}\varrho$ die notwendige Bedingung $h \ll \varrho$ in erster Näherung; ist dagegen die Plattenausdehnung nur $\varrho = 20$ cm und $h:R = 2$, dann ist $H_{90^\circ} = C \cdot 0{,}032$, d. h. $h = \frac{1}{2}\varrho$ erfüllt die Bedingung $h \ll \varrho$ nicht.

2) 1 Gauß $= 1\,Oe = 10/4\pi$ Amp./cm.

Tabelle I.

Zusammenstellung der berechneten und gemessenen Werte von $H_{180°}$ und $H_{90°}$ (s. Versuchsergebnis, Abschnitt 2).

		$H_{180°}$ in 10^{-4} Amp./cm			$H_{90°}$			$H_{90°} : H_{180°}$	
1 Frequenz	2 ωT	3 berechnet[1])	4 gemessen[2])	5 Differenz von 4 u. 3	6 berechnet[1])	7 berechnet[3])	8 gemessen[2])	9 berechnet[1])	10 gemessen[2])
300 H	32	4,46	4,2	— 0,2 (6)	0,38	0,29	0,3	1 : 11,2	1 : 13,6
75 H	8	3,86	3,6	— 0,2 (6)	1,08	0,81	0,8	1 : 3,6	1 : 4,4
40 H	4,26	3,10	2,8	— 0,3 (0)	1,62	1,21	1,2	1 : 1,9	1 : 2,3
25 H	2,67	2,34	2,0	— 0,3 (4)	1,74	1,31	1,3	1 : 1,3	1 : 1,5

1) Berechnet ohne Berücksichtigung der Plattenausdehnung.
2) Gemessen für die Plattenausdehnungen, Radius $\varrho = 100$ cm.
3) Berechnet für die Plattenausdehnungen, Radius $\varrho = 100$ cm.

Hierbei ist die Stromstärke I in Ampère gemessen, der Zuleitungswiderstand beträgt etwa 1 Ω, $R = 20$ cm, W der Widerstand des Stöpselrheostaten im abgezweigten Stromkreis, a senkrechter Abstand des Aufpunktes von der Mitte der Kreisschleife. Die Empfangsspule hat einen Radius von ca. 3 cm und eine Höhe von 5 cm; sie liegt unmittelbar auf der Ebene der Kreisschleife R, so daß für den Aufpunktsabstand das Mittel der H-Werte für $a = 0$ und $a = 5$ cm zu nehmen ist.

$$H = \frac{2{,}6 \cdot 10^{-2}}{2 + W} \; (\pm 10 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm.} \quad (28)$$

Die 180°-Komponente entsprach einem Ausschlag von 3—101 Skalenteile, die bei der Eichung durch den Widerstand $W = 60 \pm 5\ \Omega$ ebenfalls erreicht wurden. Demnach ist:

$$\left.\begin{aligned} H_{180°} &= 2{,}6 \cdot 10^{-2} : 62 = 4{,}2 \cdot 10^{-4} \\ &(\pm 10 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm.} \end{aligned}\right\} \quad (29)$$

II. Für die 90°-Komponente gilt Gleichung (14b) S. 10, wegen der endlichen Plattenausdehnung (s. S. 13) sind davon aber nur 75,0 Proz. in Rechnung zu setzen:

a) Berechnet:

$$\left.\begin{aligned} H_{90°} &= 0{,}75,\ 2{,}5,\ 6 \cdot 10^{-4} (0{,}98 - 0{,}81) : 32 \\ &= 0{,}29 \cdot 10^{-4} (\pm 2 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm.} \end{aligned}\right\} \quad (30)$$

b) Gemessen: der 90°-Komponente entsprach ein Galvanometerausschlag von 3—16 Skalenteilen, welche bei der Eichung hervorgerufen wurde durch einen Widerstand $W = 750 \pm 50\Omega$. Nach Gleichung (28) ist: $H_{90°} = 0{,}35 \cdot 10^{-4}$ (10 Proz.), abzüglich einer Korrektion[1]) $H = 0{,}04 \cdot 10^{-4}$

$$H_{90°} = 0{,}31 \cdot 10^{-4} \text{ (10 Proz.) Amp./cm.} \quad (31)$$

1) S. Anm. 1, S. 13.

Für eine unendlich ausgedehnte Platte ohne Berücksichtigung der Korrektion von S. 12 ist das Verhältnis von $H_{90°}$ und $H_{180°}$ nach Gleichung (34a, b) berechnet:

$$H_{90°} : H_{180°} = 1 : 11{,}2; \quad (32a)$$

dagegen für die endlich ausgedehnte Platte ($\varrho = 100$ cm) ist gemessen:

$$H_{90°} : H_{180°} = 1 : 13{,}6. \quad (32b)$$

Versuch 2, 3, 4 entsprechend wie Versuch 1. Ergebnisse siehe Tabelle I. Aus der Tabelle I ersieht man, daß mit abnehmender Frequenz auch die Werte der 180°-Komponente ebenfalls abnehmen, während die Werte für die 90°-Komponente ansteigen, genau der Theorie entsprechend. Die gemessenen Werte der 90°-Komponente für die Plattenausdehnung ($\varrho = 100$ cm) stimmen mit den dafür berechneten ziemlich genau überein. Die gemessenen Werte der 180°-Komponente weichen mit abnehmender Frequenz von 5 Proz. bei der höchsten, bis 15 Proz. bei der niedersten Frequenz von ihren berechneten Werten ab. Dieser Gang erklärt sich dadurch, weil bei höheren Frequenzen der Skineffekt die Stromlinien stärker nach den Stellen maximaler Feldwerte zusammenzieht. Dieselbe qualitative Betrachtung erklärt auch, daß die Korrektion bei einer endlichen Plattenausdehnung für die 180°-Komponente erheblich geringer ist, wie für die 90°-Komponente. Das für die endliche Plattenausdehnung gemessene Verhältnis der 90°- und 180°-Komponente ist in allen 4 Fällen etwas zu klein gegenüber den für die unendlich ausgedehnte Platte berechneten Werten. Angenähert der Theorie entsprechend ergab sich, daß das Verhältnis von $H_{90°}$ und $H_{180°}$ der Frequenz umgekehrt proportional ist; die noch vorhandenen kleinen Unterschiede sind m. E. durch die Schwierigkeit der Messung bedingt.

b) Bestimmung der 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes über einer Aluminiumplatte, deren Radius nur $\varrho = 50$ cm beträgt.

Alle anderen Dimensionen sind dieselben wie bei der vorher untersuchten Platte mit $\varrho = 100$ cm; für die Berechnung der 90°-Komponente liegt dieselbe Formel (Gl. 14b) S. 10) zugrunde, von welcher aber nur $\frac{3}{8}$ [1]) wegen der endlichen Plattenausdehnung ($\varrho = 50$ cm) in Rechnung zu setzen ist:

Berechnet:

$$\left.\begin{aligned} H_{90°} &= \tfrac{3}{8}\, 0{,}38 \cdot 10^{-4} = 0{,}143 \cdot 10^{-4} \\ &(\pm 2 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm.} \end{aligned}\right| \quad (33)$$

Gemessen:

$$H_{90°} = 0{,}17 \cdot 10^{-4} \text{ Amp./cm} \quad (34)$$

innerhalb des Fehlerintervalls (±20 Proz.) in Übereinstimmung mit dem berechneten Wert (Gl. 33).

c) Bestimmung der 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes über einer Zinkplatte, deren Radius $\varrho = 50$ cm beträgt. Dicke der Platte $\Delta = 0{,}035$ cm; die Ohmsche Leitfähigkeit $\varkappa = 17 \cdot 10^4 \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$, Radius des Kreisstromes $R = 20$ cm, der Abstand des Kreisstromes von der Platte $h = 37$ cm, für $I = 1{,}00$ Amp. gelten wiederum die Gleichungen (56a, b); $A = 2{,}50 \cdot 10^{-4}$; $\left(\frac{R}{h}\right)^2 = 0{,}29$; nach Gleichung (4) ist für die obigen Werte die Größe $T = 2{,}27 \cdot 10^{-2}$; d. h. für $\nu = 25\,H$ ist $\omega T = 0{,}40$. Der Korrektionsfaktor für die endliche Plattenausdehnung beträgt wiederum $\frac{3}{8}$ (siehe Anmerkung 1, S. 13). Danach berechnet sich die 90°-Komponente nach Gleichung (12b): $H_{90°} = A\,\omega T\,[1 - (\omega T)^2 \lambda(\omega T)]$

a) berechnet:

$$\left.\begin{aligned} H_{90°} &= \tfrac{3}{8}\, 2{,}5 \cdot 10^{-4}\, 0{,}4\, [1 - 0{,}16 \cdot 1{,}08] \\ &= 0{,}31 \cdot 10^{-4}\, (\pm 10 \text{ Proz.}). \end{aligned}\right| \quad (35)$$

b) gemessen:

$$H_{90°} = 0{,}32 \cdot 10^{-4}\, (\pm 10 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm} \quad (36)$$

in Übereinstimmung mit Gleichung (35).

Soll die Formel für die 90°-Komponente [Gleichung (12b)] ohne Korrektionsfaktor für eine endlich ausgedehnte Platte gelten, so muß die Plattenausdehnung nach Gleichung (24) bestimmt werden; danach muß sein für $\nu = 25\,H$

$$\frac{\omega T \varrho}{2} = 0{,}0054\,\varrho \geqq 2{,}25, \quad (37)$$

d. h. ϱ muß $= 400$ cm betragen; $h = 37$ cm kann dann gegen $\varrho = 400$ cm in erster Näherung als sehr klein angesehen werden. Die Bedingung ($h \ll \varrho$), daß die Platte als unendlich ausgedehnt zu betrachten ist, ist dann erfüllt in Übereinstimmung mit den angegebenen Formeln (25) und (26); denn danach ist für $h = 37$ cm, $R = 20$ cm, $\varrho = \infty$; $H_{90°} = C \cdot 0{,}064$ und für $\varrho = 400$ cm ist $H_{90°} = C \cdot 0{,}063$, d. h. die Beiträge für eine größere Plattenausdehnung sind unwesentlich.

d) Berechnung der 90°-Komponente des sekundären Magnetfeldes über der gleichen Zinkplatte mittels Formel (25).

Weil der Skineffekt bei der dünnen Zinkplatte sehr klein ist, ist es möglich nach der Gleichung (25) die 90°-Komponente des Sekundärfeldes für eine Platte, deren Dicke Δ ebenfalls klein gegen den Abstand h ist und von beliebig endlicher Ausdehnung ϱ den Absolutwert nach zu berechnen. Die Versuchsbedingungen sind dieselben wie bei c). Die 90°-Komponente des Sekundärfeldes für das Zinkblech mit dem Radius $\varrho = 50$ cm berechnet sich nach Gleichung (25): für den Abstand $h = 37$ cm, $R = 20$ cm ist $h_0 = 1{,}85$, $\varrho_0 = 2{,}5$; für die Plattendicke $\Delta = 0{,}035$ ist $\Delta_0 R = 0{,}035$ die spezifische Ohmsche Leitfähigkeit $1 : \varrho$ ist für diese Zinkplatte $\varkappa = 17 \cdot 10^4 \Omega^{-1}\,\text{cm}^{-1}$. Durch Multiplikation der Gleichung (25) mit $10/4\pi$ erhält man die 90°-Komponente in Amp./cm; die eckige Klammer in Gleichung (25) nimmt für die obigen Größen den Wert 0,024 an. Danach ist für $I = 1{,}00$ Amp. und $\nu = 25H$:

$$\left.\begin{aligned} H_{90°} &= 10^{-9} \pi^2\, 1,\, 25,\, 17 \cdot 10^4\, 0{,}035 \cdot 0{,}024 \\ &= 0{,}35 \cdot 10^{-4}\, (\pm 10 \text{ Proz.}) \text{ Amp./cm} \end{aligned}\right| \quad (38)$$

Dieser berechnete Wert stimmt also innerhalb der Fehlergrenze mit dem gemessenen Wert $H_{90°} = 0{,}32 \cdot 10^{-4}\, (\pm 10$ Proz.) Amp./cm [Gleichung (36)] überein.

Die Entwicklungen von F. Ollendorff stehen also durchweg in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen.

Freiburg i. B., Mathematisch-Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen, 29. September 1933.)

1) Für $h_0 = 1{,}85$ und $\varrho = \infty$ ist nach Gleichung (26) $H_{90°} = C \cdot 0{,}064$, für $\varrho = 50$ cm ist nach Gleichung (25) $H_{90°} = C \cdot 0{,}024$, d. h. nur $\frac{3}{8}$ vom Gesamtwert für $\varrho = \infty$.

Untersuchungen an Selensperrschichtphotozellen insbesondere im Hinblick auf die Verwendbarkeit dieser Zellen zu meteorologischen Strahlungsmessungen.

Von Walter Grundmann und Loni Kassner.

Die von Bergmann[1]) aus den Selenmetallgleichrichtern der Süddeutschen Apparate-Fabrik (SAF), Nürnberg, entwickelten Selensperrschichtphotozellen besitzen gegenüber den bislang in der meteorologischen Strahlungsforschung vorwiegend gebräuchlichen Kaliumzellen z. B. nach Elster-Geitel und Fleischer-Goldschmidt[2]) den erheblichen Vorteil größerer Empfindlichkeit — sie liefern nach Bergmann bei einem Außenwiderstand von $2\,\Omega$ pro Lumen eingestrahlten Lichts etwa $3 \cdot 10^{-3}$ Amp., so daß die Insolation von Sonne und Sonne + Himmel bereits mit einfachen Milliamperemetern, wie beispielsweise den Mavometern der Firma Gossen-Erlangen, direkt in Stromeinheiten abgelesen werden können, — größerer mechanischer Stabilität und kleinerer Dimensionen. Ihr Reaktionsbereich erstreckt sich von $\lambda \sim 270$ mμ bis $\lambda \sim 780$ mμ mit einem sehr flachen Maximum zwischen $\lambda \sim 540$ mμ und $\lambda \sim 580$ mμ.

Des weiteren ist durch die Formgebung der Selenzelle — eine kreisrunde Planscheibe — und deren Oberflächenschichtstruktur eine exaktere Definition der zustrahlenden und wirksamen Beleuchtungsstärke auch insofern gewährleistet, als die Reaktionsfähigkeit der Zelle bei Einfallswinkeln $< 50°$ streng dem Kosinusgesetz folgt; bei sehr kleinem äußeren Widerstand ($R_a < 3\,\Omega$) herrscht bei der Selenzelle außerdem strenge Linearität zwischen Beleuchtungsstärke und Photoelektronenstrom.

Auf Grund dieser Vorteile der Selensperrschichtphotozelle gegenüber den Kaliumzellen haben nun in jüngster Zeit Bestrebungen eingesetzt, Strahlungsgeräte und Sichtmesser mit Selenzellen als Reaktionskörper zu bauen[3]). Von neuartigen Strahlungsgeräten muß aber verlangt werden, daß sie in bezug auf Meßgenauigkeit und den sonstigen physikalischen Eigenschaften den bisherigen Geräten nicht wesentlich nachstehen und vor allem zeitlich gültige Anschlußmöglichkeit an streng definierte Standardgeräte besitzen, wenn sie auch in ihrer Herstellung und Handhabung billiger und einfacher sind und dadurch eine durchaus begrüßenswerte Verdichtung des derzeitigen Strahlungsnetzes gestatten würden. Wir stellten uns daher die Aufgabe, die für die Anschluß- und Vergleichsmöglichkeit der mit Selenzellenstrahlungsmeßgeräten gewonnenen Werte ausschlaggebende zeitliche Konstanz dieser Zellen zu untersuchen, und zwar sowohl nach Alter und Belichtungszeit als auch in der Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke und Temperatur.

Tabelle I.

Zeit	Zellenstrom	Abweichung in Proz.
	Zelle 2.	
0	83,5	0
20	86,0	+ 2,99
21	85,1	+ 1,96
22	84,0	+ 0,60
24	82,5	− 1,19
53	80,2	− 3,71
75	79,0	− 5,39
	Zelle 5.	
0	61,8	0
24	50,0	− 19,9
44	54,0	− 12,62
46	48,0	− 22,33
49	44,2	− 28,48
73	42,5	− 31,23
76	41,0	− 33,65
97	40,0	− 35,27

Zunächst wurden zwei Selensperrschichtphotozellen (Zelle Nr. 2, Fläche 9,7 cm² und Zelle Nr. 5, Fläche 2,8 cm²[1]) in direkter Schaltung mit Galvanometern der Empfindlichkeit $3 \cdot 10^{-7}$ während mehrerer Tage je einer konstanten Lichtquelle ausgesetzt, und zwar verhielt sich die Beleuchtungsstärke von Zelle 2 zu der von Zelle 5 ungefähr wie 1:50. Die Zelle Nr. 2 wurde während der Versuchs-, d. h. Beleuchtungszeit auf Zimmertemperatur gehalten, während sich die Zelle 5 infolge der Strahlungsabsorption auf etwa 50° C erwärmte. Die in Tabelle I dargestellten Kurven geben die belichtungszeitlichen Änderungen der Photoelektronenströme beider Zellen in Prozent der Anfangsstromstärken. Daraus geht einmal hervor, daß die prozentuale Abnahme des Stromes von der Beleuchtungsstärke derart abhängt, daß stärkere Dauerbeleuchtung eine größere prozentuale Stromabnahme bedingt, und zum

1) L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **32**, 286, 1931; **33**, 513, 1932; **34**, 227, 1933.

2) R. Fleischer und H. Goldschmidt, Zeitschr. f. Instrumentenk. **51**, 417, 1931; Physik. Zeitschr. **29**, 691, 1928.

3) Die Veröffentlichung solcher bereits konstruierter und auch von den Verfassern zu gelegentlichen Messungen benutzter Strahlungsgeräte soll Herrn R. Feige (Breslau) vorbehalten bleiben.

1) Nach Bergmann verläuft der Kurzschlußstrom, d. h. der Strom bei verschwindend kleinem äußeren Widerstand, proportional mit der belichteten Fläche.

andernmal, daß trotz der wesentlich verschiedenen Beleuchtungsstärken beide Zellen in angenähert gleichen Belichtungszeiträumen einen stationären Stromgrenzwert annehmen. Daraus folgt dann aber, daß der Absolutbetrag des Grenzstromes lediglich von der Beleuchtungsstärke abhängt. Die Temperaturdifferenz von etwa 30° C zwischen beiden Zellen hat auf den stärkeren Abfall der Kurve der Zelle 5 sicher keinen ausschlaggebenden Einfluß, da bei einer konstant belichteten Zelle, die ihren Grenzstromwert erreicht hatte, erst nach wesentlich stärkerer Erwärmung ein wahrnehmbarer weiterer Stromabfall zu verzeichnen war[1]).

Nach etwa dreitägiger Verdunkelung lieferten beide Zellen bei Wiederbeleuchtung in derselben Versuchsanordnung dieselben Anfangsphotostromstärken wie zuvor, jedoch trat sofort ein Abschwellen derselben ein und schon nach etwa zehn Minuten waren die in der ersten Versuchsreihe erst nach drei Tagen erzielten gleichen Grenzstromwerte erreicht, die auch bei weiterer Dauerbelichtung der Zellen nicht unterschritten wurden.

Setzt man eine Selenzelle einer gewissen Beleuchtungsstärke aus, die man nach Erreichen des stationären Photostromwertes ohne Zwischenverdunkelung der Zelle erhöht, so steigt der Zellenstrom zunächst auf einen Wert an, der gleich ist dem Wert, auf den die ungealterte Zelle bei dieser zweiten Beleuchtungsintensität ansteigen würde, vermindert um den Betrag des bei der ersten Belichtung eingetretenen Stromabfalles, um dann einem neuen Grenzstromwert in wenigen Minuten zuzustreben. Anders ausgedrückt heißt das:

Eine Zelle gebe mit der Beleuchtungsintensität I_1 einen Anfangsstrom a_1, der mit der Beleuchtungsdauer der Zelle auf den spezifischen Grenzwert $a_2 < a_1$ absinkt. Wirkt dann auf die Zelle die Beleuchtungsintensität $I_2 > I_1$, unter deren Einfluß der neue Anfangsstrom b_1 beträgt, so ist dieser um den Betrag $a_1 - a_2$ kleiner als der Anfangsstrom b, den die nicht vorbelichtete Zelle bei I_2 liefern würde. Es gilt also die Beziehung:

$$b_1 \sim b - (a_1 - a_2) \quad \text{oder} \quad b \sim b_1 + (a_1 - a_2). \quad (1)$$

Diese Beziehung gilt allgemein indessen, wie weiter unten noch näher dargelegt wird, nur für Kurzschlußschaltung der Zelle, d. h. bei sehr kleinem äußerem Widerstand ($R_a < 3{,}0\ \Omega$) und in gewissen, von der jeweiligen Zellenempfindlichkeit abhängigen Grenzen der Beleuchtungsintensitäten. Der Abfall der Photostromstärke unter dem Einfluß der verschiedenen Beleuchtungsstärken, also $a_1 - a_2$, $b_1 - b_2$ usf., ist von Zelle zu Zelle verschieden und kann nur empirisch bestimmt werden.

Die vollständige Dunkelregeneration der Selensperrschichtphotozellen scheint nach den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen von der vorangegangenen Dauer und Intensität der Beleuchtung nicht wesentlich beeinflußt zu werden; im allgemeinen waren die verwandten Zellen bei vollkommener Verdunkelung in weniger als 30 Minuten wieder vollkommen regeneriert. Nur bei sehr kräftiger Belichtung unter gleichzeitiger starker Erwärmung der Zelle können Veränderungen hervorgerufen werden, die selbst nach längerer Verdunkelung der Zelle nicht mehr gänzlich zurückgehen.

Eine zeitliche Alterung der Selenzelle ohne Einwirkung von Licht (Lagerung im Dunkelraum) konnte mit Sicherheit bisher nicht nachgewiesen werden.

Auf Grund der vorbeschriebenen Versuchsergebnisse kann festgestellt werden, daß die Selenzellen nur einer von Belichtungsstärke und Belichtungszeit, nicht aber einer von dem zeitlichen Alter abhängigen Alterung unterworfen sind, und daß sie sich bei jeder genügend lange dauernden Verdunkelung vollkommen regenerieren, um dann bei Wiederbelichtung denselben Alterungsweg, aber in erheblich verkürzten Zeiträumen, zurückzulegen.

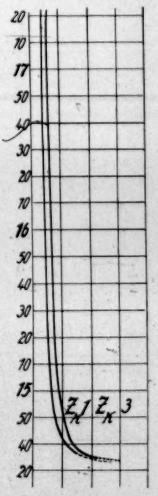


Fig. 1.

Als Beweis dieser Feststellung können die Kurvenstücke der Fig. 1 angesehen werden[1]). Sie zeigen deutlich den nach einer ersten, mit nachfolgender Dunkelregeneration bei Wiederbelichtung der Zellen einsetzenden raschen Abfall, wobei die Häufigkeit der Regeneration und Belichtung ohne Einfluß bleibt. Außerdem scheint nach einer genügenden ersten

1) Im Gegensatz hierzu fanden Goldmann und Lukasiewitsch (Phys. Zeitschr. **34**, 66, 1933) bei Kupferoxydulsperrschichtphotozellen eine stark ausgeprägte Temperaturabhängigkeit.

1) Diese Figuren stellen Reproduktionen von Registrierungen dar, die mit einem Milliampere-Einfachschreiber der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., in direkter Schaltung mit einer Selenzelle erzielt wurden.

Voralterung jede weitere Alterung nach vorausgegangener Regeneration, d. h. die Häufigkeit der Alterung, auf die von der Zelle gelieferten Anfangs- und Grenzstromstärken ohne jeden Einfluß zu sein. Beispielsweise verläuft in einem anderen Falle der Abfall einer Zelle nach der ersten langfristigen Voralterung von 8,2 auf 1,9 mm und nach mehrmaligem Gebrauch mit jedesmaliger Regeneration von 8,5 auf 2,0 mm Amplitudenlänge.

Auch die in Tabelle II aufgeführten Coulombzahlen, die mit einer horizontal aufgestellten Selenzelle unter dem Einfluß der Tageshelligkeit (Sonne + Himmel) erhalten wurden[1]), lassen die Tatsache der ersten Zellenalterung deutlich werden, wenn auch naturgemäß ein enger Zusammenhang zwischen Sonnenscheindauer und Helligkeit nicht besteht[2]).

Tabelle II.

Laufende Nummer	An dem betreffenden Tag gemessene Sonnenscheindauer	An dem betreffenden Tag mit der Zelle gemessene Strommenge
1	11,7	142
2	10,4	106
3	11,0	87
4	11,5	75
5	12,6	70
6	12,4	63

Wird der Zellstrom nicht in Kurzschlußschaltung gemessen ($R_a > 3\,\Omega$), so gilt für höhere Beleuchtungsintensitäten die lineare Abhängigkeit des Photoelektronenstromes von der Beleuchtungsstärke nicht mehr; vielmehr tritt nach den von Bergmann[3]) mitgeteilten Messungsergebnissen der SAF Nürnberg eine mit zunehmendem Stromkreiswiderstand größer werdende Krümmung der Photostromkurve auf, infolge deren aus leicht einzusehenden Gründen die lineare Beziehung (1) keine Gültigkeit mehr haben kann. In diesem (häufigsten) Falle wird für $I_1 < I_2 < I_3$ usf. der beleuchtungszeitlich bedingte Stromabfall $\Delta a > \Delta b > \Delta c$ usf. sein; im Bereich der Stromsättigung endlich müßte dann der Stromabfall gleich Null werden, d. h. praktisch keine meßbare Alterung mehr derart auftreten, daß eine Schwächung der Beleuchtungsintensität vorgetäuscht wird, da sich der Alterungsvorgang auf dem zur Abszisse (Beleuchtung) parallelen Kurvenstück der Strombeleuchtungscharakteristik abspielt. Diese Frage einer eindeutigen Klärung entgegenzuführen, war den Verfassern in Ermangelung der erforderlichen Mittel nicht möglich.

Zu den von Bergmann auf Grund der SAF-Meßergebnisse mitgeteilten Belichtungsintensität-Photostromcharakteristiken der Selensperrschichtphotozellen in Abhängigkeit vom Stromkreiswiderstand seien einige grundsätzliche Bemerkungen eingefügt. Wie weiter oben gezeigt wurde, unterliegt jede Selenzelle bei Dauerbelichtung einer mehr oder minder raschen Alterung, d. h. Empfindlichkeitsverminderung, die sich in einem entsprechenden Stromabfall äußert. Nimmt man nun eine wie vorerwähnte Charakteristik auf, so können mehrere voneinander sehr verschiedene Wege eingeschlagen werden, die zum Teil nach den obigen Ausführungen und, wie weiterhin noch bewiesen wird, zu voneinander abweichenden Ergebnissen führen müssen: erstens kann man die Charakteristik für wachsende Beleuchtungsstärken aufnehmen, und zwar derart, daß man ohne Zwischenverdunkelung — also ohne Dunkelregeneration der Zelle — die den gemessenen Beleuchtungsstärken entsprechenden Photoelektronenströme bestimmt; dann erhält man aber Werte, in denen die stufenweise Alterung der Zelle enthalten ist und die zudem, je nachdem man mit einer neuen oder mit einer bereits vollständig oder unvollständig vorgealterten Zelle mißt, eine Variante darstellt, die außerdem noch von der Größe der Stufe in der Beleuchtungsstärke und von der Zeitdauer während der man bei jeder einzelnen Stufe verweilt, abhängt. Zweitens kann so vorgegangen werden, daß die Zelle vor jeder neuen Stufe der Beleuchtungsstärke gründlich regeneriert wird. Zur Erzielung exakter Werte ist es dann aber erforderlich, die vollkommene Regeneration der Zelle vor jeder Messung zu prüfen und die Stufenmessung sofort nach Einwirken des Lichts vorzunehmen. Endlich kann man die Charakteristik in der beschriebenen Weise auch für abnehmende Beleuchtungsintensitäten aufnehmen, wobei die Alterungsvorgänge aber wesentlich anders verlaufen und demzufolge die im aufsteigenden Ast gewonnene Charakteristik umgestalten. Die Wiedergabe einer Photostrom-Beleuchtungs-Charakteristik ohne Angabe der zu ihrer Aufstellung angewandten Methode und der Genesis der dabei verwandten Zelle hat aber keinen rechten physikalischen Sinn, ist daher zwecklos und unter Umständen sogar irreführend.

In den Fig. 2 und 3 geben wir eine Anzahl Photostrom-Beleuchtungscharakteristiken, die in

1) Diese Werte wurden von einem Siemens-Gaselektrolytzähler in direkter Schaltung mit einer Selenzelle in wasserdichter Umkleidung (Glashalbkugelschale) geliefert.

2) Siehe auch: W. Grundmann, Gerlands Beitr. Geophys. **40**, 177, 1933.

3) L. Bergmann, Physik. Zeitschr. **33**, 515, 1932.

der Photometerbank nach den verschiedensten Gesichtspunkten mit mehrfach vollständig gealterter Zelle[1]) unter Vorsatz einer Küvette zur Vermeidung störender Zellenerwärmung aufgenommen wurden. Die in Fig. 2a dargestellten Charakteristiken wurden unter dauernder Belichtung der Zelle ohne Zwischenverdunkelung bei den einzelnen Beleuchtungsstufen gewonnen. Begonnen wurde mit der höchsten Beleuchtungsstärke (17800 Lux), und zwar wurde der erste Meßpunkt nach Stillstand des Galvanometers, also nach erfolgter Alterung, genommen (Kurve I). Zwischen den einzelnen Meßpunkten liegt eine Zeitspanne von nur 15 Sekunden. Sofort anschließend wurde dann die Aufstiegskurve in der gleichen Weise aufgenommen. Die Divergenz der beiden Kurvenäste ist ein deutlicher Hinweis auf die sich während der relativ kurzen Gesamtzeit der Messungen abspielenden Alterungsvorgänge.

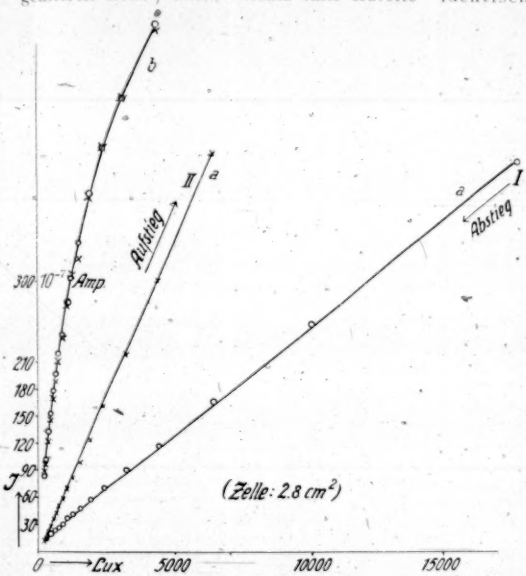


Fig. 2.

In Abweichung zu diesen Charakteristiken wurden diejenigen der Abb. 2b mit jedesmaliger vollkommener Regeneration zwischen den einzelnen Beleuchtungsstufen aufgenommen. Aus den Kurven geht eindeutig hervor, daß nunmehr Auf- und Abstiegscharakteristik identisch sind.

Setzt man die Zellen einer sich kontinuierlich verändernden Beleuchtungsstärke aus, wobei man nur kurze Zeit auf jeder Stufe verweilt — die Ablesung bei jeder Stufe erfolgte so schnell, wie es die geringe Trägheit des verwandten Galvanometers gestattete (etwa drei Sekunden) —, so verlaufen auch die auf diese Weise erhaltenen Kurvenäste infolge der Alterungsvorgänge divergent; diese Divergenz ist aber bedeutend geringer als bei längerem Verweilen auf jeder Stufe.

Einen ganz eindeutigen Beweis für die Richtigkeit der obigen Ausführungen über die Alterung der Selenzellen liefern die Kurven der Fig. 3, die so gewonnen wurden, daß die Stromablesung jedesmal zu Beginn und Ende jeder zehn Minuten währenden gleichen Beleuchtung erfolgte. Zwischen den einzelnen Beleuchtungsstufen fand keine Dunkelregeneration statt. Zunächst ergibt sich aus dem den aufsteigenden Ast (zunehmende Beleuchtungsintensität) darstellenden Kurvenzug I, daß die Zelle erst von einer bestimmten, für jede Zelle verschiedenen, Beleuchtungsstärke an zu altern beginnt. Der Alterungsbetrag nimmt dann von Stufe zu Stufe zu. Dabei ist aber zu beachten, daß in dem Anfangswert einer jeden Stufe bereits der Alterungsbetrag der vorhergehenden Stufe enthalten ist. Der Endpunkt der Kurve I ist zugleich der Anfangspunkt der Kurve II, deren Werte nach derselben Methode gewonnen wurden wie diejenigen der Kurve I, jedoch bei abnehmender Beleuchtungsstärke. Kurve II liefert eine weitere, sehr bemerkenswerte Tatsache; es zeigt

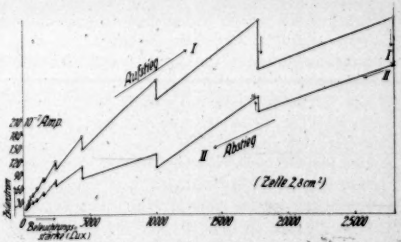


Fig. 3.

[1]) Die Aufnahme der Charakteristik einer neu hergestellten, unvorgealterten Zelle scheidet aus der Betrachtung ganz aus, da sie niemals reproduzierbare Werte liefern kann.

sich nämlich, daß auch während der Belichtung der Zellen bei Abnahme der Beleuchtungsintensität eine partielle Regeneration auftritt. Dieser Umstand ist besonders wichtig für die Entscheidung der Frage der Verwendbarkeit von Bergmann-Zellen zu Strahlungs-Dauerregistrierungen.

Außer diesen Quasigesetzmäßigkeiten im Verhalten der Selenzellen können aber auch Regelwidrigkeiten auftreten, wie sie an einer Zelle, an dieser aber stets wiederkehrend, hier beobachtet werden konnten. Die Stromkurve zeigt anfangs den „normalen" Alterungsabfall, um dann aber nach etwa 20 Minuten wieder anzusteigen und schließlich nach etwa einer Stunde dem Anfangswert des Photoelektronenstromes sehr nahezukommen. Eine exakte Erklärung dieses merkwürdigen, von den andern hier untersuchten Zellen abweichenden Verhaltens dieser Zelle kann jedoch noch nicht gegeben werden.

Den Firmen Gössen in Erlangen, Hartmann & Braun in Frankfurt a. M. und Süddeutsche Apparatefabrik in Nürnberg sprechen wir für die freundliche Überlassung der zu vorstehender Untersuchung benutzten Geräte und Zellen unseren besten Dank aus.

Zusammenfassung.

Es wurde das Verhalten der Selensperrschichtphotozellen in Abhängigkeit von Alter, Belichtungszeit, Beleuchtungsstärke und Temperatur untersucht.
Ergebnisse:

1. Eine zeitliche Alterung der Selenzellen ohne Einwirkung des Lichts konnte nicht festgestellt werden.
2. Jede Selenzelle durchläuft bei einer erstmaligen gleichbleibenden Dauerbeleuchtung einen mehrere Tage währenden Alterungsprozeß, der sich in einem diskontinuierlichen Stromabfall äußert. Der Endbetrag (Grenzstromwert) hängt von angewandter Beleuchtungsstärke und Individualität der Zelle ab.
3. Bei genügend langer Verdunkelung (bis zu 30 Minuten) tritt eine vollständige Regeneration der Zelle ein.
4. Bei jeder neuen Belichtung nach Regeneration legt die Zelle einen der betreffenden Beleuchtungsstärke entsprechenden Alterungsweg zurück, jedoch in erheblich kürzeren Zeiträumen — im allgemeinen in weniger als 30 Minuten.
5. Bei abnehmender Dauerbeleuchtungsstärke unterliegt die Zelle einer partiellen Regeneration.
6. Der von den Selenzellen bei einer konstanten Beleuchtungsstärke gegebene Photoelektronenstrom ist von Temperaturschwankungen $< \pm 10°$ C nahezu unabhängig.

Folgerung: Aus all dem ergibt sich, daß die Selensperrschichtphotozellen als Reaktionskörper für meteorologische Strahlungsmeßgeräte sowohl zu Momentanmessungen als auch zu Dauerregistrierungen ungeeignet sind.

Öffentliche Wetterdienststelle Breslau-Krietern.

(Eingegangen 14. Oktober 1933.)

Der Ost-West-Effekt der Ultrastrahlung auf der Zugspitze.

Von Alfred Ehmert.

1. Das Problem. Die Abhängigkeit der Ultrastrahlungsintensität von der geographischen bzw. geomagnetischen Breite ist des öfteren untersucht worden[1, 2, 3]). Dabei ergab sich immer in der Äquatorzone eine geringere Intensität als in höheren Breiten. Die Theorie von Lemaitre und Vallarta[4]) nimmt korpuskulare Ultrastrahlungskomponenten an, welche in höheren Breiten ungehindert einfallen, dagegen in der Nähe des Äquators infolge ihrer Ablenkung im magnetischen Erdfeld die Erdoberfläche nicht mehr erreichen können, so daß hier geringere Intensität herrscht. In der Rechnung wird dabei das Magnetfeld der Erde als Dipolfeld angesetzt und sein Einfluß auf eine von allen Seiten gleichmäßig einfallende elektrische Korpuskularstrahlung berechnet. Es ergibt sich, daß der Einfall der Strahlung auf solche Richtungen beschränkt ist, welche innerhalb eines Kreiskegels liegen, der sich bei positiven Teilchen nach Westen, bei negativen Teilchen nach Osten so öffnet, daß eine Mantellinie auf der Erde aufliegt. Der Öffnungswinkel dieses Kegels wird in Funktion von der Energie der Strahlung und von der erdmagnetischen Breite angegeben.

Als Konsequenz dieser Theorie ist in den Zonen, in welchen sich die Strahlungsintensität mit der Breite ändert, eine ost-westliche Asymmetrie zu erwarten, denn dort muß es nach der Theorie Komponenten geben, für welche der

1) J. Clay, Proc. Roy. Acad. Amsterdam **30**, 1115, 1927; **31**, 1091, 1928; **33**, 711, 1930; **35**, 1282, 1932; J. Clay und H. P. Berlage, Naturwiss. **20**, 687, 1932.

2) A. H. Compton, Phys. Rev. **41**, 681, 1932; **43**, 387, 1933.

3) H. Hoerlin, Nature **132**, 61, 1933; Naturwiss. **21**, 1933.

4) G. Lemaitre and M. S. Vallarta, Phys. Rev. **43**, 387, 1933.

Öffnungswinkel des genannten Kegels zwischen 0 und 180° liegt.

Dieser Effekt wurde von Johnson[1]) und von Compton und Alvarez[2]) bei 29° nördlicher Breite gemessen. Dabei ergab sich in 2250 m Höhe der Ostwert bis zu 11 Proz. kleiner als der Westwert. Da der Breiteneffekt mit der Höhe stark zunimmt[3]), ist anzunehmen, daß der Effekt von weicheren Komponenten verursacht wird, also auch der Ost-West-Effekt mit zunehmender Höhe ausgeprägter wird. Aus den Comptonschen Breitenabhängigkeitskurven läßt sich bei etwa 30° ein maximaler Effekt erwarten. Die inzwischen von Hoerlin[4]) mitgeteilten genaueren Kurven geben fortlaufende Registrierungen zwischen 0 und 53° wieder und zeigen bei 50° eine Steilheit, die für diese Breite in größerer Höhe noch einen gut meßbaren Ost-West-Effekt erwarten läßt. Johnson und Stevenson[5]) finden bei 50 Grad einen positiven Teilchen entsprechenden Effekt von maximal 3 Proz. Im Vergleich zu Johnsons Messungen bei 29 Grad ist das Maximum des Effekts zu steileren Winkeln gerückt, was die Autoren als Absorptionseffekt deuten, da diese Messungen in geringerer Höhe durchgeführt wurden. Korff[6]) mißt nur auf 4 Proz. genau und findet, daß der Effekt kleiner sein muß. Nach all dem erschien es wünschenswert, in diesen Breiten in größerer Höhe eine genauere Messung so durchzuführen, daß insbesondere die weiche Strahlung möglichst weitgehend mit erfaßt wird.

2. Die Apparatur. Vier in Glas eingeschmolzene Geiger-Müller-Zählrohre von je 4 cm Durchmesser und 16 cm Länge wurden horizontal und parallel zueinander so angeordnet, daß der Abstand der Achsen der beiden äußeren Zählrohre 22,6 cm betrug, und die Ebene der Zählrohrachsen um eine horizontale Achse drehbar war. Das diese Achse haltende Stativ konnte auf einem genau horizontal ausgerichteten Brett um eine vertikale Achse gedreht werden.

Die Zählrohre hatten bei konstanter Temperatur einen spannungsunabhängigen Bereich von 50 Volt, was nach unseren Messungen bei konstanter Spannung einem temperaturunabhängigen Bereich von 13° C entspricht. Die vorkommenden Temperaturschwankungen konnten somit durch geeignete Spannungswahl einflußlos gehalten werden.

Zur Auswahl der Koinzidenzen wurde ein Verstärker benutzt. Er ist im wesentlichen nach dem von Rossi[1]) angegebenen Prinzip gebaut, jedoch dürften einige Verbesserungen interessieren. Fig. 1 zeigt die Schaltung. Entladungen in den Zählrohren Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 erzeugen an den Ableitwiderständen R_1, R_3, R_5, R_7 Spannungsstöße, welche über die Kopplungskapazitäten C_1, C_2, C_3, C_4 auf die Gitter der Röhren A, B,

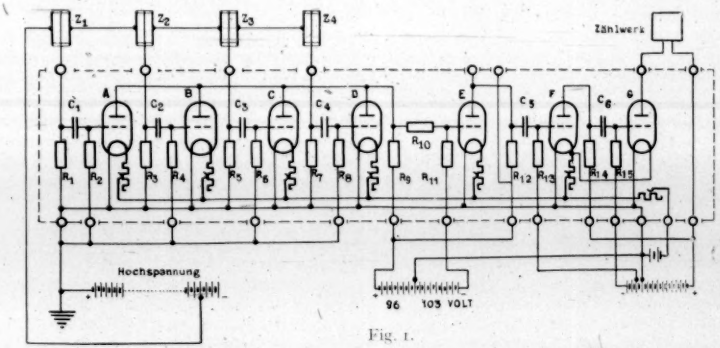


Fig. 1.

$C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = 25\ \mu\mu$F
$R_1 = R_3 = R_5 = R_7 = 2 \cdot 10^8$ Ohm
$R_2 = R_4 = R_6 = R_8 = 5 \cdot 10^6$ Ohm
$R_{11} = R_{13} = R_{15} = 3 \cdot 10^6$ Ohm
$R_9 = R_{10} = 1 \cdot 10^6$ Ohm
$R_{12} = R_{14} = 3 \cdot 10^5$ Ohm
$C_5 = C_6 = 5000\ \mu\mu$F.
A, B, C, D, E, F: RE 034
G: RE 134.

1) T. H. Johnson, Phys. Rev. **43**, 834, 1933.
2) A. H. Compton and Alvarez, Phys. Rev. 43, 835, 1933.
3) A. H. Compton, l. c., und H. Hoerlin (noch nicht veröffentlicht).
4) H. Hoerlin, l. c.
5) T. H. Johnson and E. G. Stevenson, Phys. Rev. **44**, 125, 1933.
6) S. A. Korff, Phys. Rev. **44**, 515, 1933.

1) B. Rossi, Nature **125**, 636, 1930.

C, D übertragen werden. Durch die Ladungsnachlieferung über die kleinen Widerstände R_2, R_4, R_6, R_8 klingen die Stöße am Gitter sehr rasch ab[1]). Um die für die Koinzidenzauswahl notwendige Gleichmäßigkeit der Anodenstromänderungen zu erzielen, ist der Arbeitspunkt der Röhren A–D bei eben einsetzendem Gitterstrom zu wählen. Ferner muß die wirksame Anodenspannung so niedrig bemessen sein, daß bereits etwa ein Drittel der bei den Stößen auftretenden Maximalspannung den Anodenstrom blockiert. A, B, C und D haben einen gemeinsamen Anodenwiderstand R_9. An diesem tritt im Falle einer Vierfachkoinzidenz ein größter Spannungsstoß auf, der über die gezeichnete Widerstandsanordnung R_{10}, R_{11} auf das Gitter der Röhre E übertragen wird. Diese von uns benutzte Anordnung vermeidet große Zeitkonstanten, welche den Unterschied der von Drei- bzw. von Vierfachkoinzidenzen herrührenden Spannungsstöße verwischen würden. Die Spannungen der Röhre E sind so gewählt, daß nur der von einer Vierfachkoinzidenz herrührende Gitterspannungsstoß einen Anodenstromstoß bewirken kann.

Schaltet man die Heizung von drei der Eingangsröhren aus, so ändert sich bei den angegebenen Spannungen der Arbeitspunkt der Röhre E automatisch so, daß nun jede Entladung in dem an die vierte Eingangsröhre angeschlossenen Zählrohr einen Anodenstromstoß in E bewirkt. Dies erlaubt jederzeit rasch von der Zählung der Koinzidenzen zur Auszählung der einzelnen Zählrohre und umgekehrt überzugehen. Die Röhren F und G verstärken in üblicher Weise die von E gelieferten Stromstöße. Der Stand des Zählwerks wurde automatisch alle 20 Minuten auf eine rotierende Platte photographiert.

Die ganze Anordnung befand sich samt den benötigten Batterien und Hilfsinstrumenten in einem zerlegbaren Schrank, welcher auf der obersten Aussichtsplattform der Bergstation der bayerischen Zugspitzbahn, also in fast 3000 m Höhe, aufgestellt war. Die geographische Breite beträgt dort 47 Grad 25 Minuten, die Länge 10 Grad 59 Minuten. Wände und Dach des Schrankes bestanden aus nur 0,8 bzw. 1,6 cm Sperrholz. Außerdem waren die Wände ost-westlich bzw. nord-südlich orientiert, so daß für die Meßempfindlichkeit auch für weichste Strahlung vollkommene Symmetrie bestand.

Das elektrische Auflösungsvermögen der Apparatur wurde durch Abzählen der zufälligen Koinzidenzen bei zwei und bei drei Zählrohren bestimmt. Es ergab sich jeweils ein Auflösungsvermögen von $7 \cdot 10^{-4}$ Sekunden. Da jedes Zählrohr 240 Entladungen pro Minute aufwies, waren an zufälligen Koinzidenzen 0,4 Proz. der systematischen Koinzidenzen zu erwarten.

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen berechnet sich bei vier Zählrohren zu:

$$K_{z4} = 8 \cdot N^4 \cdot t_0^3 + 4 \cdot N \cdot (K_3 - K_4) \cdot t_0 + 2 \cdot (K_2 - K_4)^2 \cdot t_0,$$

wenn N die Zahl der Entladungen jedes Zählrohrs, K_2 die Zahl der systematischen Koinzidenzen zwischen einem äußeren und dem ihm benachbarten Zählrohr, K_3 die Zahl der systematischen Koinzidenzen dreier benachbarter Zählrohre, K_4 die Zahl der systematischen Vierfachkoinzidenzen und t_0 das Auflösungsvermögen in Minuten bedeutet. Bei unserer Anordnung gibt das zweite Glied den Ausschlag, so daß der prozentuale Anteil der zufälligen Koinzidenzen über alle Neigungen der Meßrichtung annähernd konstant bleibt. Der Einfluß der zufälligen Koinzidenzen auf die Differenzmessungen kann vernachlässigt werden.

3. Die Messung. Bei verschiedenen Neigungen gegen die Vertikale wurde nun abwechslungsweise in westlicher und in östlicher Richtung gemessen. Abgesehen von den für kurze Kontrollmessungen nötigen Unterbrechungen erstreckte sich jede Einzelmessung über 24 Stunden. Eventuelle stern- oder sonnenzeitliche Schwankungen wurden so eliminiert.

Zur Bestimmung der Barometerkorrektur wurde die in Fig. 2 wiedergegebene Absorptionskurve benutzt, indem der Barometereffekt als reiner Absorptionseffekt angenommen wurde. Es sind dort die einzelnen Tagesmittel der mit Koinzidenzen gemessenen Strahlungsintensität bei den zugehörigen Barometermitteln eingetragen. Der mittlere Luftweg wurde als $H \cdot \sec \vartheta$ eingesetzt, wenn H der Barometerstand ist. Die aus Fig. 2 unter diesen Voraussetzungen bestimmten Koeffizienten sind für unseren Fall genügend genau.

Um aus den gezählten Koinzidenzzahlen die Strahlungsintensität in Richtung der Mittellinie der Zählrohranordnung zu erhalten, wurden die Faktoren für senkrechte und für horizontale Messung berechnet und die Differenz nach dem inzwischen von Kolhörster und Tuwim[1]) theoretisch und experimentell bestätigten $\sin^2 \vartheta$-Gesetz interpoliert. Für senkrechte Messung wurde dabei eine $\cos^2 \vartheta$-Verteilung, für horizontale Messung isotrope Strahlung angenommen. Bei der vorliegenden Ausblendung entspricht dies weitgehend den tatsächlichen Verhältnissen.

Die einzelnen Tagesmittel der auf eine Minute kommenden Koinzidenzen wurden alle für einen

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **59**, 1, 1930.

1) W. Kolhörster und L. Tuwim, Zeitschr. f. Phys. **84**, 629, 1933.

Barometerstand von 535 mm *Hg* korrigiert und aus den derselben Richtung zugehörigen Werten die Mittel gebildet. Der mittlere Fehler derselben

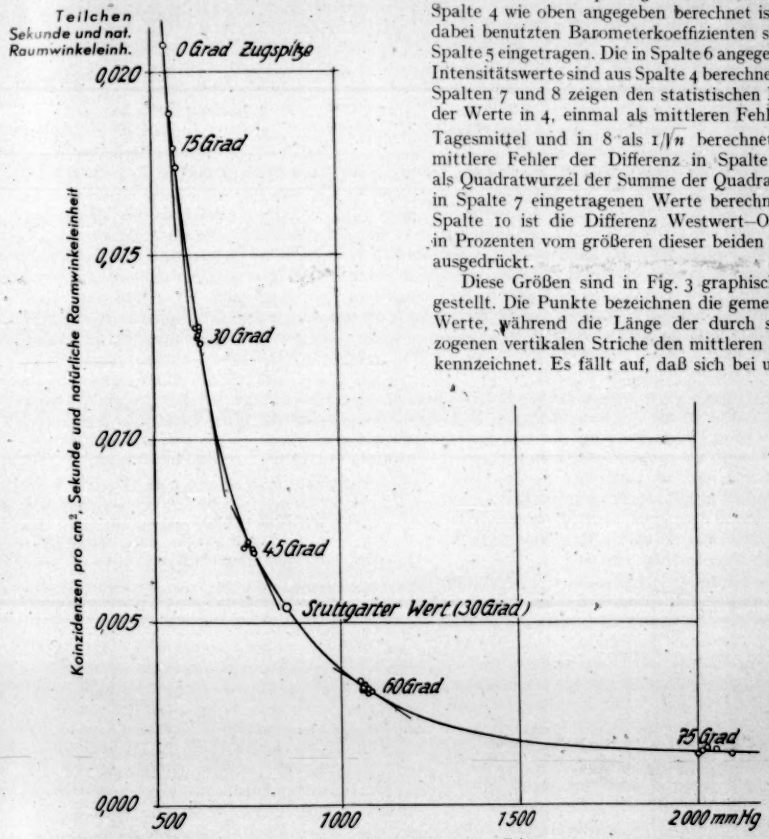


Fig. 2. Zum Barometereffekt.

ergab sich durchweg kleiner als die nach der Formel $1/\sqrt{n}$ berechnete statistische Schwankung, wenn n die Gesamtzahl der in der betreffenden Richtung gezählten Koinzidenzen ist. Daß sich hieraus nicht auf systematische Meßfehler schließen läßt, geht daraus hervor, daß sich die Mittelwerte zweier aufeinanderfolgender 20-Minuten-Intervalle häufig um ein Mehrfaches der jeweiligen statistischen Schwankungsgröße unterschieden.

Tabelle I gibt eine Zusammenstellung der Ergebnisse. Spalte 1 und 2 geben die Zahl der in einer Richtung insgesamt gezählten Koinzidenzen bzw. die dazu gebrauchte Zeit an. Aus diesen Werten ist Spalte 3 berechnet, während Spalte 4 wie oben angegeben berechnet ist. Die dabei benutzten Barometerkoeffizienten sind in Spalte 5 eingetragen. Die in Spalte 6 angegebenen Intensitätswerte sind aus Spalte 4 berechnet. Die Spalten 7 und 8 zeigen den statistischen Fehler der Werte in 4, einmal als mittleren Fehler der Tagesmittel und in 8 als $1/\sqrt{n}$ berechnet. Der mittlere Fehler der Differenz in Spalte 9 ist als Quadratwurzel der Summe der Quadrate der in Spalte 7 eingetragenen Werte berechnet. In Spalte 10 ist die Differenz Westwert–Ostwert in Prozenten vom größeren dieser beiden Werte ausgedrückt.

Diese Größen sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Die Punkte bezeichnen die gemessenen Werte, während die Länge der durch sie gezogenen vertikalen Striche den mittleren Fehler kennzeichnet. Es fällt auf, daß sich bei unserer Messung für kleine Neigungen ein negativen Teilchen entsprechender Effekt ergibt, während bei mittleren Neigungen nur unsicher ein Effekt festgestellt werden kann, dagegen bei größeren Winkeln ein ziemlich großer, positiven Teilchen entsprechender Effekt vorliegt.

4. Diskussion der experimentellen Ergebnisse. In Fig. 4 ist ein von Lemaître und Vallarta[1]) für Breiten bis zu $\lambda = 29$ Grad angegebenes Diagramm unter Benutzung der von ihnen berechneten Zahlen für unsere Breiten

1) G. Lemaître und M. S. Vallarta, l. c.

Tabelle I.

Spalte	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Winkel gegen Vertikale	Koinzidenzen	Minuten	Koinzidenzen pro Minute		Barometereffekt	Koinzidenzen pro cm², Sekunde und natürliche Raumwinkeleinheit	Statistische Fehler		Westwert — Ostwert	
			ohne	mit			aus Fehlerquadrate	aus Gesamtzahl		
Grad	Gesamtzahl	Gesamtzahl	Barometerkorrektur		Proz. pro mm Hg				Koinzidenzen pro Minute	in Proz. vom größeren der Werte
ϑ	n	T	n/T					$1/\sqrt{n}$		
0	10311	1322	7,80	7,654	1,03	0,02098	0,077	0,092		
15 W	19874	2969	6,68	6,757	0,70	0,01796	0,024	0,048	−0,093 ± 0,028	−1,36 ± 0,41
15 O	30086	4401	6,815	6,850		0,01820	0,015	0,040		
30 W	21175	4158	5,075	5,063	0,54	0,01310	0,029	0,035	+0,002 ± 0,036	+0,05 ± 0,70
30 O	22020	4403	5,010	5,061		0,01309	0,022	0,034		
45 W	10824	3842	2,821	2,787	0,45	0,00710	0,014	0,028	+0,011 ± 0,018	+0,40 ± 0,65
45 O	11976	4272	2,800	2,776		0,00706	0,010	0,025		
60 W	7079	5426	1,305	1,286	0,35	0,00319	0,015	0,016	+0,050 ± 0,013	+3,90 ± 1,45
60 O	3830	3025	1,263	1,236		0,00305	0,014	0,024		
75 W	2521	4763	0,529	0,523	0,13	0,00128	0,006	0,010	+0,008 ± 0,009	+1,53 ± 1,85
75 O	1813	3490	0,520	0,515		0,00126	0,007	0,012		

Höhe: 3000 m
Zeit: September und Oktober 1933

Geographische Breite: 47 Grad 25 Minuten
Geographische Länge: 10 Grad 49 Minuten

ergänzt. Es zeigt für verschiedene λ den Öffnungswinkel des im Abschnitt 1 beschriebenen Kegels in Funktion von x_0, einer von den genannten

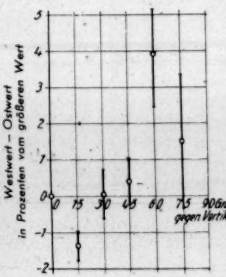


Fig. 3.

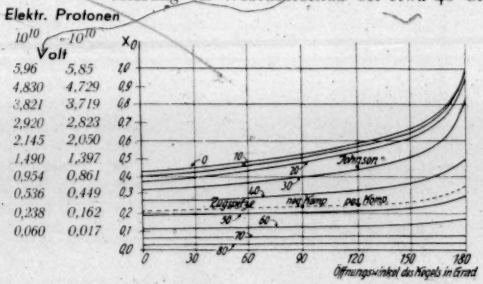


Fig. 4.

Autoren zur übersichtlicheren Diskussion eingeführten Größe, in welcher die Energie der Strahlung enthalten ist. Denn es ist

$$x_0 = \left(\frac{mv}{eM}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot R,$$

wenn m die Masse, v die Geschwindigkeit und e die Ladung des Teilchens, M das Dipolmoment und R der Radius der Erde ist. Tabellen der den einzelnen x_0 entsprechenden Voltenergien sind bei Lemaître und Vallarta für Elektronen bzw. Positronen, für Protonen und für α-Teil-

chen angegeben. Die Genauigkeit in Fig. 4 wird auf etwa 10 Grad geschätzt.

Aus Fig. 3 ersieht man, daß bei unserer Messung der Westüberschuß bei etwa 40 Grad einsetzt. Das bedeutet für die den positiven Effekt verursachende positive Komponente einen Öffnungswinkel des Kegels von 130 Grad. Die zugehörige Energie ist nach Fig. 4 bei Positronen $4 \cdot 10^9$ Volt, bei Protonen $3{,}5 \cdot 10^9$ Volt. Auch bei Johnson[1]) ergibt sich offenbar ein definierter Grenzwinkel, also eine obere Grenze der Energie. Sie liegt dort bei 1,2 bzw. $1{,}1 \cdot 10^{10}$ Volt. Unter Verwendung der von Heisenberg[2]) für

1) T. H. Johnson, l. c.
2) W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.

Elektronen berechneten Tabellen erhält man für Johnsons Komponente einen Massenabsorptionskoeffizienten von $(0{,}5 \pm 0{,}1) \cdot 10^{-3}\,g^{-1}\,cm^2$, für unsere Komponente $(2{,}0 + 0{,}5) \cdot 10^{-3}\,g^{-1}\,cm^2$. Es fällt auf, daß der letztere Koeffizient genau dem von Regener[1]) für seine M-Komponente angegebenen entspricht. Ob die Heisenbergschen Rechnungen auch den hier vorliegenden Verhältnissen noch gerecht werden, mag indes fraglich erscheinen.

Bei 15 Grad ist der Westwert kleiner als der Ostwert. Auf dem Boden der Lemaître-Vallarta-Theorie ist daraus auf eine Komponente von negativen Korpuskularstrahlen von etwa $3 \cdot 10^9$ Volt zu schließen. Mit dieser Energie erscheint jedoch das rasche Verschwinden dieser Komponente mit wachsendem Neigungswinkel nicht verträglich, da dies einen viel größeren Absorptionskoeffizienten bedingt, als wir ihn bei dieser Energie annehmen dürfen.

Wir halten es nicht für ausgeschlossen, daß es sich hierbei nicht um Primär-, sondern vielmehr um abgelenkte Sekundärelektronen handelt. Denn die Reichweite von Elektronen ist angenähert

$$r = 1{,}5 \cdot 10^{32} \cdot m/B,$$

wenn m die Teilchenmasse und B der Luftdruck in Millimeter Hg ist. Der Krümmungsradius der Bahn wird bei einem Feld H (hier die Horizontalintensität):

$$R = 1{,}8 \cdot 10^{30} \cdot m/H.$$

Daraus ergibt sich die Ablenkung der Teilchen zu:

$$\alpha = r/R = 83\,H/B.$$

Für unsere Verhältnisse wird $\alpha = 1{,}7$ Grad.

Nehmen wir z. B. die weiche W_2-Komponente Regeners als aus Sekundärelektronen bestehend an, so ergibt sich für diese in 3000 m Höhe eine mittlere Reichweite von 1 km bei senkrechter Bahn, während sie mit wachsender Neigung der Bahn infolge der exponentiellen Druckverteilung rasch abnimmt, womit die Ablenkung entsprechend kleiner wird. Für die härtere W_1-Komponente ergibt sich bei denselben Voraussetzungen eine mittlere Reichweite von etwa 2 km.

Aus diesen Zahlen schließen wir, daß bereits am Entstehungsort der in unserer Apparatur registrierten Sekundärelektronen die dieselben erzeugende Primärstrahlung eine ausgeprägte Richtungsverteilung haben muß, die sich auf die Intensität der Sekundärstrahlung überträgt. In die mit bestimmter Neigung aufgestellte Apparatur gelangen dann infolge der Ablenkung aus Osten solche Elektronen, welche mit um 1,7 Grad größerer Neigung, also mit etwas geringerer Intensität erzeugt wurden, von Westen solche, die aus geringerer Neigung und somit mit größerer Intensität erzeugt wurden. Nimmt man für die Primärstrahlung eine $\cos^2\vartheta$-Verteilung an und berücksichtigt, daß ja nicht alle registrierten Teilchen der abgelenkten Strahlung angehören und auch die Länge der Zählrohre den Effekt verkleinert, so liefert die Ablenkung von 1,7 Grad (bei mittlerer Reichweite) gerade den gemessenen Effekt.

Man könnte daran denken, auch die positive Komponente auf diese Weise zu erklären. Dagegen sprechen jedoch folgende Überlegungen. Im günstigsten Fall würde es sich um Positronen handeln. Diese hätten bei den flachen Winkeln wie 60 bzw. 75 Grad eine kleinere Reichweite und somit auch eine geringere Ablenkung als die steil einfallenden Elektronen. Der Effekt müßte also bei derselben Intensität kleiner ausfallen. Indessen ist er fast dreimal so groß als der umgekehrte Effekt bei 15 Grad. Nimmt man aber für die Positronen dreifache Intensität an, so müßte bei 15 Grad der negative Effekt vollkommen überdeckt werden, es sei denn, daß die Elektronen von einer wesentlich weicheren Primärstrahlung erzeugt werden als die Positronen. Ferner ist zu bedenken, daß der Breiteneffekt mit diesen kleinen Ablenkungen nicht erklärt werden kann.

Zusammenfassend möchten wir annehmen, daß man es bei der gefundenen negativen Komponente mit Sekundärelektronen, bei der positiven mit einer außerhalb unserer Atmosphäre entstandenen Korpuskularstrahlung zu tun hat. Die Entscheidung, ob es sich bei den bei 29 Grad und bei 47,5 Grad gefundenen Komponenten, deren Energie in beiden Fällen nach oben begrenzt erscheint, tatsächlich um zwei verschiedene Komponenten handelt, oder ob sie einem breiten Energieband angehören, müssen weitere Messungen in zwischenliegenden Breiten bringen.

Die Mittel zur Durchführung dieser Arbeit gab die Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft. Die Direktion der bayerischen Zugspitzbahn gewährte uns freie Fracht und Fahrt; die Leitung des Hotels Schneefernerhaus kam uns gastfreundlich entgegen. Der Zugspitzbeobachter der bayerischen Landeswetterwarte, Herr Dr. Lipp, versah mich mit den meteorologischen Daten. Ihnen allen sei an dieser Stelle herzlich gedankt. Ganz besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. E. Regener sowohl für die Anregung dieser Arbeit als auch für die Förderung, die er ihr stets zuteil werden ließ.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Stuttgart, 24. Nov. 1933.

(Eingegangen 27. November 1933.)

1) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.

Optische Untersuchung der Schwingungsform piezoelektrischer Oszillatoren in Flüssigkeiten.

Von E. Hiedemann und H. R. Asbach.

Seit einigen Jahren ist es bekannt[1]), daß scheibenförmige Piezoquarze bei Verwendung als Dickenschwinger, also in der Richtung parallel zur elektrischen Achse, sehr nahe benachbarte Resonanzstellen besitzen. H. Straubel[2]) hat in einer umfassenden Untersuchung die Schwingungsformen piezoelektrischer Quarzoszillatoren festgestellt und dabei besonders für scheibenförmige Oszillatoren sehr komplizierte Schwingungsformen gefunden. Die Schwingungsform wurde dabei durch Aufstreuen von Bärlappsamen festgestellt.

Bei Ultraschallmessungen in Flüssigkeiten ist es in vielen Fällen sehr erwünscht, die Schwingungsform des Quarzoszillators und die davon abhängige Intensitätsverteilung des ausgesandten Schallstrahles in der Flüssigkeit zu bestimmen oder wenigstens festzustellen, ob der Schallstrahl über einen bestimmten Querschnitt gleiche Intensität hat. Da nach den Straubelschen Untersuchungen scheibenförmige Quarzoszillatoren im allgemeinen nicht kolbenförmig schwingen, so wird insbesondere bei sehr hohen Frequenzen die Energieverteilung im Schallfeld keineswegs homogen sein. In allen Fällen, in welchen eine genauere Kenntnis des Schallfeldes nötig ist — man denke an Durchlässigkeitsmessungen z. B. —, ist daher eine Untersuchung des Schallfeldes erforderlich.

Im Falle mittlerer Ultraschallfrequenzen bis etwa 100 Kilohertz kann man das Schallfeld mit besonders geeigneten Schallradiometern ausmessen, wie dies z. B. in den grundlegenden Untersuchungen von R. W. Boyle und seinen Mitarbeitern[3]) geschehen ist. Bei sehr hohen Frequenzen würden solche Untersuchungen zu grobe Mittelwerte geben, da die Schallwellenlängen sehr klein gegenüber der Schallradiometerfläche werden. Man kann dann zwar die Amplitudenverteilung roh dadurch sichtbar machen, daß man die Fläche des Erregers horizontal anordnet: es zeigen sich dann die Stellen maximaler Amplitude als kissenförmige Erhebungen über der Oberfläche oder bei großer Energie auch als strahlförmiges Aufsprudeln[4]).

1) P. v. Handel, E. N. T. **7**, 38, 1930.
2) H. Straubel, Zeitschr. f. Hochfrequenztechnik **38**, 19, 1931; Physik. Zeitschr. **32**, 379, 1931; **32**, 1, 1931. Siehe auch: K. Bücks und H. Müller, Zeitschr. f. Phys. **84**, 75, 1933.
3) Z. B. R. W. Boyle and J. F. Lehmann, Canad. Journ. Res. **3**, 491, 1930.
4) R. W. Wood and A. L. Loomis, Phys. Rev. **29**, 373, 1927.

Jedoch ist ein so erhaltener Einblick in die Amplitudenverteilung gerade bei hohen Frequenzen — wie eigene Versuche nach dieser Methode zeigten — recht unzuverlässig und ungenau, da sich allerhand Strömungseffekte überlagern und die Feinheiten verwischen. Bei sehr kleinen Schallwellenlängen ist es aber gerade notwendig, diese Feinheiten zu erfassen und das Schallfeld ganz eingehend zu untersuchen.

Benutzt man aber die von P. Debye und F. W. Sears[1]) und nahezu gleichzeitig von R. Lucas und P. Biquard[2]) gefundene Erscheinung, daß eine von Ultraschallwellen hoher Frequenz durchsetzte Flüssigkeit als optisches Gitter wirkt, so kann man nach dem Verfahren von R. Bär und E. Meyer[3]) das Schallfeld durch eine Reihe von Lochblenden in fast beliebig kleinen Bereichen abtasten. Die Zahl der auftretenden Beugungsbilder wächst nämlich mit zunehmender Schallintensität, so daß eine Inhomogenität des Schallfeldes sich durch die verschiedene Zahl der Beugungsbilder der einzelnen Lochblenden zu erkennen gibt. Dieses Verfahren läßt sich ohne weiteres benutzen, um die Inhomogenität des Schallfeldes, welche durch die Schwingungsform eines Piezoquarzes verursacht wird, festzustellen. Die dabei benutzte optische Anordnung war im Prinzip die gleiche, wie die von Lucas und Biquard oder von Bär und Meyer angewendete. Das durch einen Kondensor schwach konvergent gemachte Licht einer 100-Watt-Niedervolt-Lampe fällt auf einen Schirm, in welchem eine Reihe von Lochblenden, senkrecht übereinander, angebracht ist. Der Schirm wurde von einem Projektionsobjektiv ($f = 11{,}5$ cm) auf einen im Abstand von etwa 1 m schräg zur Lichtrichtung stehenden Projektionsschirm abgebildet. Die schräge Stellung des Schirmes wurde gewählt, um das Bild mehr auseinanderzuziehen und um es bequem von der Seite photographieren zu können. Der Flüssigkeitstrog kann in dieser Anordnung an irgendeine Stelle zwischen Lochblende und Schirm gesetzt werden; jedoch benutzten wir nur Stellungen zwischen Objektiv und Projektionsschirm. Durch Verschieben des Troges kann man dabei in einfachster Weise erreichen, daß die Lochblenden entweder die ganze Höhe der Flüssigkeit abtasten oder nur eine sehr kleine Schicht; d. h. man kann sowohl eine grobe Übersicht über die Energieverteilung über die ganze

1) P. Debye and F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. **18**, 409, 1932.
2) R. Lucas et P. Biquard, Journ. de Phys. et le Radium **3**, 464, 1932.
3) R. Bär und Edgar Meyer, Physik. Zeitschr. **34**, 393, 1933.

Höhe erhalten oder Feinheiten der Energieverteilung in sehr dünnen Schichten untersuchen.

Es wurden Aufnahmen bei verschiedenen Frequenzen gemacht. In Fig. 1 zeigen wir als Beispiel die Energieverteilung in einer Schichtdicke von etwa 4 mm. Die starke Inhomogenität des Schallfeldes, welche sehr deutlich zum Ausdruck kommt, gibt einen Begriff von der komplizierten Schwingungsform, welche der Oszillator offenbar hat.

Zur näheren Untersuchung, wie das Schallfeld sich mit der Frequenz der angelegten Hochfrequenzspannung ändert, wurde das Verfahren noch weiter vereinfacht. Da die Zahl der Beugungsbilder der Lochblenden – die in der Photographie als Strichbreite erscheint – doch nicht proportional der Schallintensität an den betreffenden Stellen der Flüssigkeit ist, sondern nur ein relatives Maß dafür ist, so kann man in der beschriebenen optischen Anordnung statt einer senkrechten Reihe von Lochblenden auch einen Spalt benutzen. Es wird dann zwar das Beugungsbild des Spaltes nicht mehr genau der Energieverteilung entsprechen, es werden aber den Stellen maximaler Schallamplitude trotzdem Maxima von Beugungsspektren des Spaltes entsprechen, nur werden die Maxima etwas abgeflacht sein. Bei hinreichender Inhomogenität des Schallfeldes wird man aber die Stellen maximaler und minimaler Schallamplitude an den richtigen Stellen erkennen können.

Die Verwendung eines Spaltes statt einer Reihe von Lochblenden ist deshalb angenehm, weil man damit das Schallfeld kontinuierlich über seine Höhe untersucht. Man kann dabei Feinheiten erkennen, die beim Abtastverfahren nicht in Erscheinung treten, da man bei Lochblenden in einer Aufnahme leicht gerade solche Stellen zufällig nicht abtasten kann, an der ein besonders großer Unterschied der Schallintensität auftritt. Die Fig. 2 und 3 sind bei einer solchen Stellung des Flüssigkeitstroges gewonnen, daß nur eine Flüssigkeitsschicht von etwa 4 mm Höhe durchleuchtet wurde. Die Figuren entsprechen der gleichen Stelle vor dem Erreger, sie sind nur bei verschiedenen Frequenzen aufgenommen. Man kann aus ihnen deutlich sehen, wie sich die Schwingungsform des Quarzes mit der Frequenz ändert.

Man hat in dieser Methodik also ein sehr einfaches Mittel, einen für Ultraschallversuche in Flüssigkeiten bei hohen Frequenzen benutzten piezoelektrischen Oszillator auf seine Schwingungsform zu prüfen. Es dürfte hier eine einfache Möglichkeit gegeben sein, Piezoquarze auf ihre Eignung zu prüfen und insbesondere auch den Einfluß der Halterungsart auf das erzeugte Schallfeld festzustellen. Solche Untersuchungen sind im Gange und sie sollen auch auf Quarze günstigster Schwingungsform nach Straubel und auf Quarzstäbe angewendet werden, die durch ein elektrisches Feld senkrecht zur Ultraschallfortpflanzungsrichtung erregt werden.

Mit der gleichen Anordnung läßt sich auch das Durchlässigkeitsmaximum bei keilförmiger Trennwand feststellen, wie das früher mittels der Bär-Meyerschen Methode geschehen ist. Um den Einfluß der Inhomogenität des Schallfeldes unschädlich zu machen, waren damals zwei in einer zur Schallfortpflanzungsrichtung parallelen Geraden liegende Lochblenden benutzt worden, von denen eine vor dem Keil und die andere hinter dem Keil angeordnet waren. Die Stellen optimaler Durchlässigkeit konnten aus dem Verhältnis der durchgelassenen zur reflektierten Energie (immer gemessen an der Zahl der auftretenden Beugungsbilder) erkannt werden. Bei den damaligen Versuchen war zudem die Homogenität des Schallfeldes so gut, daß auch ohne Vergleich mit der auffallenden Energie die Stellen hinter dem Keil, welche absolut genommen die meisten Beugungsbilder hatten, mit den Stellen übereinstimmten, bei welchen das

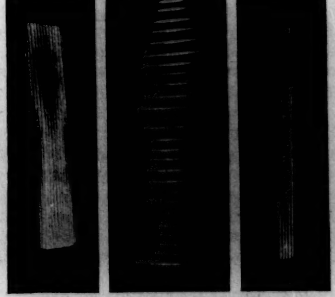


Fig. 2. Fig. 1. Fig. 3.

Verhältnis von durchgelassener zu reflektierter Energie am größten war. Da bei diesen Messungen mit einem anderen Quarz, einer anderen Halterung und mit sehr viel kleinerer Energie gearbeitet wurde, kann erst aus dem Ergebnis der kommenden Untersuchung über den Einfluß dieser einzelnen Faktoren gefolgert werden, wodurch die weit bessere Homogenität des Schallfeldes bei den früheren Untersuchungen bedingt war.

1) E. Hiedemann und H. R. Asbach, Physik. Zeitschr. **34**, 734, 1933.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die Durchlässigkeitsuntersuchung sehr scharfe Durchlässigkeitsmaxima zeigte, die Durchlässigkeitsminima dagegen nicht zu erkennen waren. Das ist genau dasjenige Verhalten, welches aus theoretischen Gründen erwartet werden muß.

Nach der Theorie von Rayleigh[1]), die von R. W. Boyle und W. F. Rawlinson[2]) mit besonderem Hinblick auf Ultraschallmessungen und deren Probleme weitergeführt und durchdiskutiert wurde, gilt beim senkrechten Einfall ebener Schallwellen auf eine Trennwand unter der Voraussetzung, daß die Ausdehnung der Trennwand sehr groß gegen die Schallwellenlänge ist, folgende Gleichung für das Verhältnis R von reflektierter zur auffallenden Energie:

$$R = \frac{\left(\frac{V \cdot \varrho}{V_1 \cdot \varrho_1} - \frac{V_1 \cdot \varrho_1}{V_1 \cdot \varrho}\right)^2}{4 \cot^2 \frac{2\pi l}{\lambda_1} + \left(\frac{V \cdot \varrho}{V_1 \cdot \varrho_1} + \frac{V_1 \cdot \varrho_1}{V \cdot \varrho}\right)^2}.$$

Hierin bedeuten V die Schallgeschwindigkeit im ersten Medium, V_1 die Schallgeschwindigkeit in der Trennwand, ϱ die Dichte im ersten Medium und ϱ_1 die Dichte der Trennwand, l die Dicke der Trennwand und λ_1 die Schallwellenlänge in der Trennwand. Man erkennt aus der Gleichung sofort, daß für alle Wandstärken, die ganzzahlige Vielfache von $\lambda_1/2$ sind, die Durchlässigkeit ein Maximum und die Reflexion gleich Null wird; desgleichen, daß für alle ungeraden ganzzahligen Vielfachen von $\lambda_1/4$ die Reflexion ein Maximum und die Durchlässigkeit ein Minimum wird.

Von Boyle und Rawlinson ist nach dieser Gleichung ein typischer Fall berechnet worden (Wasser und Duralumin). Nimmt man an, daß keine Energieverluste auftreten, so ergibt sich nach Boyle und Rawlinson folgendes Diagramm für die Abhängigkeit der durchgelassenen und reflektierten Energie von der Wandstärke.

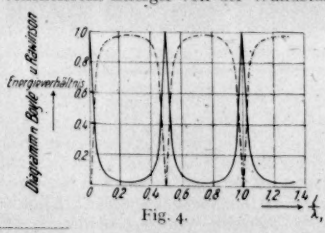


Fig. 4.

Als Abszisse ist das Verhältnis Trennwand-Dicke zur Wellenlänge in der Trennwand abgetragen. Bei der ausgezogenen Kurve ist als Ordinate das Verhältnis von durchgelassener zur auffallenden Energie und bei der gestrichelten Kurve das Verhältnis von reflektierter zur auffallenden Energie aufgetragen. Man erkennt in dem Diagramm sehr scharfe Durchlässigkeitsmaxima und sehr flache Durchlässigkeitsminima. Es konnten also bei der benutzten Methode, welche nur eine qualitative Übersicht gibt, nur die Durchlässigkeitsmaxima festgestellt werden. Die theoretischen Voraussetzungen der Rayleighschen Theorie waren zwar bei der benutzten Anordnung keineswegs genau erfüllt, immerhin kann in erster Annäherung die Theorie auch auf diesen Fall angewendet werden. Damit ist der Anwendungsbereich dieser Rayleighschen Gleichung, deren Gültigkeit von R. W. Boyle[1]) in einer Reihe grundlegender Arbeiten nach verschiedenen Methoden bis zu Frequenzen von etwa 500 Kilohertz bewiesen wurde, durch die Untersuchung nach der Methode von Debye und Sears bis auf Frequenzen von 10 Millionen Hertz ausgedehnt worden. Für exaktere Untersuchungen nach dieser Methode wären allerdings noch erhebliche Verbesserungen der Anordnung notwendig.

Die Arbeit wurde aus Mitteln der Johann-Hamspohn-Stiftung ausgeführt, wofür die Verfasser zu Dank verpflichtet sind. Es ist uns ferner eine angenehme Pflicht, dem Leiter der Abteilung, Herrn Prof. Falkenhagen, auch an dieser Stelle unseren herzlichen Dank für sein stetes Interesse und für viele anregende Diskussionen auszusprechen.

Zusatz bei der Korrektur: Daß die in den Aufnahmen zum Ausdruck kommende Amplitudenverteilung im Schallfeld wirklich der Schwingungsform des Quarzes entspricht, konnten wir mittels einer Schlierenmethode — über die demnächst berichtet werden wird — beweisen. Die Stellen des Quarzes, welche den Orten maximaler Amplitude im Schallfeld entsprachen, sind beim Einschalten des Ultraschallsenders deutlich als Quellen für eine starke Strömung zu erkennen.

1) Lord Rayleigh, Theory of Sound S. 88. 2. ed. 1896. Neudruck London 1929.
2) R. W. Boyle and W. F. Rawlinson, Transact. Roy. Soc. Canada, 3. ser. Sect. III Vol. **22**, 55, 1928.

1) Z. B. R. W. Boyle and D. K. Froman, Canad. Journ. Res. **1**, 405, 1929; R. W. Boyle and D. O. Sproule, Canad. Journ. Res. **2**, 3, 1930; R. W. Boyle and G. B. Taylor, Transact. Roy. Soc. Can. **20**, 245, 1926.

Abteilung für Elektrolytforschung am Physikalischen Institut der Universität Köln.

(Eingegangen 15. November 1933.)

Stromleitung in einem Dielektrikum, in dem beide Ionenarten beweglich sind.

Von J. J. Sämmer.

Es wird eine Näherungsformel für den zeitlichen Verlauf des Stromes bei konstanter Spannung angegeben und versucht, aus einer vorgegebenen Stromkurve die Ionenbeweglichkeiten zu ermitteln. Außerdem werden einige Fälle graphisch integriert.

Im Anschluß an die Arbeit von Herrn Prof. Dr. W. O. Schumann[1]) wird hier folgendes untersucht:

Ebene Elektroden mit Plattenabstand D. Für $t = 0$ ist das Dielektrikum mit negativen und positiven Trägern in gleicher Dichte geladen, also $n_0 = p_0$. Die negative Beweglichkeit sei mit v_e, die positive mit u_e bezeichnet. Nach Anlegen einer Spannung schiebt sich der negative Ladungsblock nach rechts, der positive nach links[2]) (Fig. 1). Wenn wir nun weiterhin an-

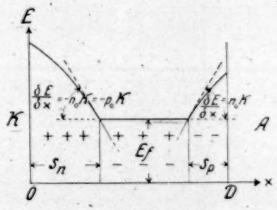


Fig. 1.

nehmen, daß von den Elektroden nichts nachgeliefert wird und außerdem die Diffusion unberücksichtigt bleibt, so bricht die negative Ladung plötzlich bei s_n (negatives Ende), die positive bei $D - s_p$ (positives Ende) ab. Das Stück zwischen s_n und $D - s_p$ hat noch gleiche Ladungsdichten beiderlei Vorzeichens. Deshalb ist hier $\partial E/\partial x = 0$. Die Feldstärke in diesem Gebiet bezeichnen wir mit E_f. Nun ist die Geschwindigkeit des negativen Blockendes $v_f = v_e E_f$, die des positiven Endes $u_f = u_e E_f$. Damit wird $s_n = v_e \int_0^t E_f\,dt$ und $s_p = u_e \int_0^t E_f\,dt$. Also ist

$$\frac{s_n}{s_p} = \frac{v_e}{u_e}. \tag{1}$$

Weiterhin gilt für den Raum zwischen 0 und s_n, da hier nur positive Träger vorhanden sind[1]),

$$\frac{\partial E}{\partial t} + Kpu = i \cdot K, \tag{2}$$

und entsprechend für $D - s_p$ bis D

$$\frac{\partial E}{\partial t} + Knv = i \cdot K \tag{3}$$

und endlich für s_n bis $D - s_p$

$$\frac{\partial E_f}{\partial t} + K n_0 (v_e + u_e) E_f = i \cdot K, \tag{4}$$

wobei i den Gesamtstrom bedeutet, der auch in den äußeren Zuführungsdrähten fließt. Außerdem gilt entsprechend

$$(0 \text{ bis } s_n) \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = -pK, \tag{5}$$

$$(D - s_p \text{ bis } D) \qquad \frac{\partial E}{\partial x} = nK, \tag{6}$$

$$(s_n \text{ bis } D - s_p) \qquad \frac{\partial E_f}{\partial x} = 0. \tag{7}$$

Nun kann man in dem Gebiet der Gleichungen (2) und (3), da hier nur eine Ionenart vorkommt, die substantielle Änderung der Feldstärke angeben. Vergleicht man das Ergebnis mit (2) bzw. (3), so erhält man

$$\left.\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{u \cdot \partial E}{\partial x} = i \cdot K \\ \frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{v \cdot \partial E}{\partial x} = i \cdot K. \end{aligned}\right| \tag{8}$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen behandeln wir graphisch den Fall, daß an die Elektroden eine konstante Spannung U angelegt wird. Wenn uns nun zur Zeit $t = t'$ die Feldkurve gegeben ist, so können wir folgendermaßen weiterzeichnen (Fig. 2). Wir denken uns für die Zeit

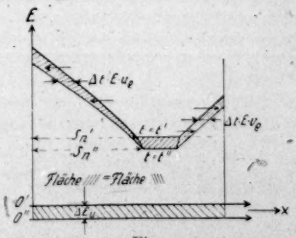


Fig. 2.

1) Zeitschr. f. Phys. **79**, 532, 1932.

2) Dabei ist vorausgesetzt, daß keine neuen Ionen gebildet werden. Weiterhin ist die Frage, ob sich die Ionen an den Elektroden ausscheiden oder nicht für uns nicht von ausschlaggebender Bedeutung, weil ja Diffusion nicht in Frage kommen soll.

1) Der Faktor $k = K \cdot \varepsilon$, der zwischen Feld- und Ladungsgrößen auftritt, ist $k = 1{,}13 \cdot 10^{10}$ (Feld in kV und Ladung in Coulomb).

$t''-t'=\Delta t$ die Zuführungsdrähte, die durch die Zufuhr des Stromes i für die Konstanz von U sorgen, von den Elektroden entfernt. Dann kann man für (4) und (8) schreiben, da i Null ist.

$$\frac{\partial E_f}{\partial t} = -Kn_0(v_e+u) = -Kn_0(v_e+u_e)E_f, \quad (9)$$

$$\frac{dE}{dt} = 0. \quad (10)$$

Wir brauchen also von der Feldkurve für $t=t'$ nur einen bestimmten Punkt ins Auge zu fassen, ihn um das Stück $\Delta t u$ (im Bereich von (2)) bzw. $\Delta t v$ (im Bereich von (3)) zu verschieben und zu beachten, daß dabei nach (10) die Feldstärke unverändert bleibt. Damit haben wir die Feldkurve für t'', allerdings erst in dem Bereich von (2) und (3). Um E_f'' und s_n'' zu erhalten, verwenden wir (9) und $ds_n/dt = E_f v_e$, woraus sich ergibt

$$\frac{dE_f}{ds_n} = -\frac{Kn_0(v_e+u_e)}{v_e}. \quad (11)$$

Damit läßt sich bei bekanntem Δt und daraus bestimmtem Δs_n ohne weiteres ΔE_f angeben. Wir brauchen dann nur noch s_n'' mit dem nach (10) verschobenen s_n' zu verbinden, um die Feldstärke vollständig zu erhalten. Das gleiche gilt für s_p. Außerdem ist zu beachten, daß an den Stellen s_n bzw. s_p, $\partial E/\partial x$ stets gleich $-Kp_0$ bzw. Kn_0 sein muß. Um nun unsere konstante Spannung wieder herzustellen, denken wir uns einen Augenblick, für den sich die Ionenverteilung noch nicht geändert haben soll, die Zuführungsdrähte wieder angeschlossen. Dadurch wird den Elektroden soviel Ladung zugeführt, daß U wieder erreicht wird. Vom mathematischen Standpunkt aus brauchen wir nur unsere Fläche zu planimetrieren und dann die gesamte Feldkurve um das Stück ΔE_U in die Höhe zu heben, damit $\int_0^D E\,dx = U$ wieder erfüllt ist. Dann erst haben wir die wirkliche Feldkurve für $t=t''$ und können nun entsprechend weiterfahren; die tatsächliche Änderung von E ist dann für das Gebiet von (9) gleich $\Delta E_f + \Delta E_U$, wobei zu beachten ist, daß ΔE_f negativ sein muß. Mit dieser Gesamtänderung müssen wir auch in (4) gehen, wenn wir i ermitteln wollen. Wird aber $s_n > D - s_p$, so ist das Gebiet von $D-s_p$ bis s_n ladungsfrei und es gilt dann statt (11)

$$\frac{dE_f}{ds} = 0, \quad (12)$$

womit die Gesamtänderung nur aus ΔE_U besteht.

In den Fig. 3 bis 6 sind folgende Fälle ausgeführt. Dabei ist überall $E_B = 1$ kV/cm, $D = 1$ cm, $v_e = 1$ cm²/kV/sec und $\varepsilon = 1$, $K = k = 1{,}13 \cdot 10^{10}$ gewählt. Verändert sind n_0 und u_e.

Fall	n_0	u_e
1	$0{,}1/k$	1
2	$0{,}1/k$	0,1
3	$1/k$	1
4	$1/k$	0,1
5	$10/k$	1
6	$10/k$	0,1

Für den Fall 1 und 2 ist dann die Feldverzerrung so gering, daß es angängig ist, v und u als

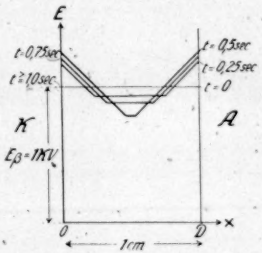


Fig. 3. (Fall 3.)

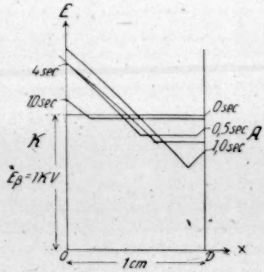


Fig. 4. (Fall 4.)

konstant, nämlich gleich $E_B \cdot v_e$ und $E_B \cdot u_e$ zu betrachten. Da nun für $U = \text{const}$ gilt,

$$i = \frac{1}{D}\int_0^D (nv + pu)\,dx, \quad (13)$$

so ist für unseren Fall, weil $\int_0^D nv\,dx = \int_{vt}^D nv\,dx$ und $\int_0^D pu\,dx = \int_0^{D-ut} pu\,dx$

$$i = \frac{E_B n_0}{D}\left(v_e(D - E_f v_e t) + u_e(D - E_f u_e t)\right). \quad (14)$$

Da nun für entsprechend kleine Zeiten, gerechnet vom Anlegen der Spannung, auch für größere n_0 die Feldverzerrung noch klein ist, so läßt sich

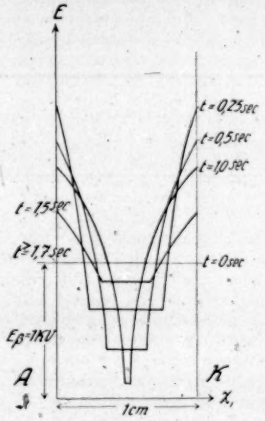


Fig. 5. (Fall 5.)

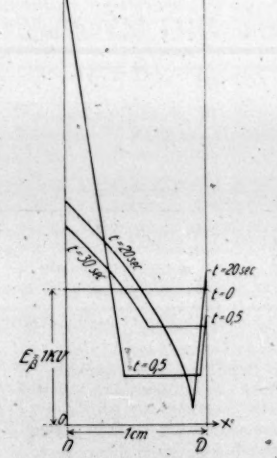


Fig. 6. (Fall 6.)

(14) für alle Fälle in der Nähe von $t = 0$ anwenden. Nun gilt für $t = 0$

$$i_0 = E_B n_0 (v_e + u_e) \tag{15}$$

und aus (14)

$$\frac{di}{dt_0} = \frac{-E_B^2 n_0}{D}(v_e^2 + u_e^2). \tag{16}$$

Ist nun aus einem Versuch die Stromzeitkurve gegeben, dann kennen wir zunächst aus den Versuchsbedingungen E_B und D. Integrieren wir an der Stelle $x = 0$ die Gleichung (2) von $t = 0$ bis zu der Zeit, wo $i = 0$ wird[1]), d. h. wo alle Ionen aus dem Dielektrikum geholt worden sind[2]), wobei zu beachten ist, daß dann wegen der Raumladungsfreiheit E wieder überall den Wert E_B erreicht hat, so erhalten wir

$$\int_0^{t_{i=0}} \rho u \, dt = \int_0^{t_{i=0}} i \, dt. \tag{17}$$

Da aber die linke Seite von (17) die gesamte positive Ladung des Dielektrikums darstellt (denn es soll ja die ganze Ladung aus dem Dielektrikum geholt worden sein, also muß die gesamte positive Ladung $[\rho_0 D]$ die Stelle $x = 0$ passiert haben), so ergibt sich aus (17)

$$\int_0^{t_{i=0}} i \cdot dt = \rho_0 D = n_0 D. \tag{18}$$

Das gleiche Resultat wird natürlich für $x = D$ bezüglich der negativen Ladung erzielt. Da wir aus unserer i-Kurve auch noch für $t = 0$, i und di/dt entnehmen können (natürlich nur unter der Voraussetzung, daß der Einschaltvorgang die Kurve im Anfang nicht zu stark verzerrt), so kennen wir in (15) und (16) alle Werte bis auf v_e und u_e, damit ergibt sich aus (15) und (16)

$$v_e = \frac{1}{2}\left(\frac{i_0}{E_B n_0} \pm \sqrt{-\frac{di}{dt_0}\frac{2D}{E_B^2 n_0} - \frac{i_0^2}{E_B^2 n_0^2}}\right) \tag{19}$$

und das gleiche für u_e, nur hat die Wurzel das Vorzeichen $\mp$. Die Wahl des Vorzeichens läßt sich nur entscheiden, wenn sonst wie festgestellt werden kann, ob v_e oder u_e größer ist, was sich unschwer auf Grund der gezeichneten Feldkurven durch einen geeigneten Versuch bewerkstelligen läßt. Z. B. käme man durch Aufschneiden des Dielektrikums und Ladungsmessungen an den Stücken zum Ziel.

1) Dabei darf natürlich der Strom, der auf Grund der sogenannten Leitfähigkeit des Dielektrikums, d. h. infolge von Ionenneubildung im Dielektrikum entsteht, keine wesentliche Rolle spielen, sonst würde man das Integral am besten nur oberhalb des stationären Reststromes bilden.

2) Hier werden nämlich im Gegensatz dazu, daß nur eine Ionenart beweglich ist, auch bei schwachen Feldern alle Ionen aus dem Dielektrikum geholt, was leicht zu beweisen ist.

Weiterhin wollen wir versuchen, wenigstens für kleine t eine Näherungsformel der Stromzeitkurve aufzustellen. Wie sich nun aus den gezeichneten Fällen ergibt, und wie man auch streng ableiten kann, weicht die Feldkurve am Anfang im linken und rechten Teil wenig von $\partial E/\partial x = -K p_0$ bzw. $K n_0$ ab, d. h. wir können annehmen, daß sich die Feldkurve aus drei geraden Stücken zusammensetzt, von denen das linke $-Kn_0$, das rechte Kn_0 und das mittlere o als Neigung hat. Da sich nun das linke bzw. das rechte Stück mit der Geschwindigkeit $v_e E_B$ und $u_e E_B$ zur Mitte bewegt, können wir wegen der Konstanz von U folgende Gleichung anschreiben:

$$\left.\begin{aligned} A E_f D = -At(E_f v_e n_0 K v_e \cdot \int_0^t E_f dt \\ - E_f u_e n_0 K u_e \cdot \int_0^t E_f dt) . \end{aligned}\right| \qquad (20)$$

Setzen wir

$$\int_0^t E_f dt = q \quad \text{und} \quad \frac{n_0 K (v_e^2 + u_e^2)}{D} = 2A , \qquad (21)$$

so wird

$$\frac{d^2 q}{dt^2} = -\frac{2Aq \cdot dq}{dt} = -\frac{A \cdot dq^2}{dt} \qquad (22)$$

oder integriert mit Berücksichtigung, daß für $q = 0$ $dq/dt = E_B$ ist

$$\frac{dq}{dt} = E_B - Aq^2 \qquad (23)$$

und daraus endlich

$$q = \frac{e^{2tE_B A} - 1}{e^{2tE_B A} + 1} \cdot \sqrt{\frac{E_B}{A}} . \qquad (24)$$

Setzen wir (22) und (23) in (4) ein, so erhalten wir

$$i = \frac{1}{K} (E_B - Aq^2)(n_0 K (v_e + u_e) - 2Aq) . \qquad (25)$$

wobei für q der Wert aus (24) zu setzen ist. Um nun festzustellen, wieweit (25) einigermaßen gerechtfertigt ist, gehen wir von einer Gleichung aus, die Herr Prof. Schumann bereits in einer früheren Arbeit[1]) entwickelt hat. Ist nämlich nur Raumladung eines Vorzeichens vorhanden, so nimmt die Dichte folgendermaßen mit der Wanderungszeit t_w ab:

$$p = \frac{p_0}{(1 + K p_0 u_e t_w)} . \qquad (26)$$

Bei der folgenden Untersuchung nehmen wir an, daß $u_e < v_e$, dadurch sind die Abweichungen im linken Teil größer wie im rechten, und wir brauchen nur den linken Teil zu berücksichtigen. Wir verfolgen nun ein positives Raumladungsteilchen von der Zeit ab, wo es links von s_n zu liegen kommt, und untersuchen, wie lange es braucht, bis es zur Kathode kommt. Um dies möglichst einfach zu erhalten, nehmen wir an, daß sich während der Wanderung das Feld zeitlich nicht mehr ändert. Dann steigt das Feld von s_n an mit $\partial E/\partial x = -Kn_0$, so daß die Geschwindigkeit des Raumladungsteilchens ist

$$u = u_e(E_f + n_0 K (s_n - x))$$

und daraus

$$t_w = \int_{s_n}^{0} \frac{dx}{u} = \frac{1}{n_0 K u_e} \ln\left(\frac{E_f + n_0 K s_n}{E_f}\right) . \qquad (27)$$

Der Wert von (27) in (26) eingesetzt, würde nun mit guter Näherung die wirkliche Dichte an der Kathode ergeben, die um so kleiner wird, je größer t_w ist. Für unsere Näherungsformel (25) ist aber die Grundlage, daß $\partial E/\partial x = K n_0 =$ konst ist. Wenn wir nun dem Wert p aus (26) gegenüber $p_0 = n_0$ nur eine gewisse Abweichung, und zwar an der Kathode, weil hier die Abweichung am größten ist, gestatten, so ist damit die Grenze für den Gültigkeitsbereich von (25) gezogen. Wir wollen annehmen, daß p nicht kleiner wie $p_0/2$ werden darf. Damit bestimmt sich t_w aus (26) zu

$$t_w = \frac{1}{K n_0 u_e} . \qquad (28)$$

Daraus wird (27)

$$e E_f = E_f + n_0 K s_n$$

und wenn wir bedenken, daß $s_n = v_e \int_0^t E_f dt = v_e q$ und $E_B = dq/dt$, so ergibt sich mit (23)

$$1{,}71 \cdot (E_B - Bq^2) = n_0 K v_e q$$

oder das noch zulässige $q = q_z$

$$q_z = \frac{1}{3{,}4A} \left(\sqrt{(n_0 K v_e)^2 + 11{,}6 A E_B} - n_0 K v_e\right) , \qquad (29)$$

und daraus kann man mit (24) die Zeit t bestimmen, bis zu welcher ungefähr (25) gilt. Aus (29) ergibt sich ohne weiteres, daß der Gültigkeitsbereich um so größer wird, je größer E_B und je kleiner n_0 ist.

(25) hat aber noch eine andere Grenze, die dadurch bedingt ist, daß für $s_n > D - s_p$ aus schon früher erwähnten Gründen nicht mehr (4) gilt, sondern

$$\frac{dE_f}{dt} = i . \qquad (30)$$

1) Ann. d. Phys. **15**, 843, 1932.

Bezeichnen wir das entsprechende s_n mit s_{n_1}, so ist

$$s_{n_1} = D - s_{p_1}$$

und mit (1)

$$s_{n_1} = \frac{v_e D}{(v_e + u_e)}$$

oder q_1 ergibt sich zu

$$q_1 = \frac{D}{(v_e + u_e)}.$$

Wenn nun die Näherung überhaupt eine Anwendung bis q_1 zuläßt, d. h. wenn $q_z \geqq q_1$, dann müssen wir uns nach (30) die Stromgleichung frisch ableiten, wobei zu beachten ist, daß dE_f/dt in (30) ganz andere Werte zukommen als wie in (4). Gleichung (20) wurde nämlich so abgeleitet, daß die beiden geneigten Graden mit der Geschwindigkeit $v_e E_f$ bzw. $u_e E_f$ nach der Mitte zuliefen. Für $t \geqq t_1$ (t_1 zu q_1 gehörig) läuft aber die linke Gerade mit der Geschwindigkeit $u_e E_f$ zur Kathode, die rechte mit $v_e E_f$ zur Anode. Deshalb müssen wir jetzt schreiben

$$\frac{dE_f}{d} = \frac{E_f n_0 K}{D}\left(u_e(v_e q_1 - u_e q) + v_e(u_e q_1 - v_e q)\right).$$

Diese Gleichung ist dann ähnlich zu entwickeln wie (21).

Zu bemerken ist endlich noch, daß, wenn $v_e \gg v_e$ oder umgekehrt, der Strom zunächst so abfällt, als ob nur eine Ionenart beweglich wäre, dann aber der Transport der langsamen Ionen einen kleinen, aber langdauernden Strom liefert, der unter Umständen von dem sogenannten Leitfähigkeitsstrom kaum zu unterscheiden ist. Dies tritt besonders dann ein, wenn n_0 groß ist gegenüber E_B.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. O. Schumann, auf dessen Veranlassung diese Arbeit ausgeführt wurde, danke ich ergebenst für die Anregung und Mühe.

Elektrophysikalischen Institut des Elektrotechnischen Institutes der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen 6. Oktober 1933.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IX. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN WÜRZBURG, VOM 18.—22. SEPTEMBER 1933.

H. Geffcken und H. Richter (Leipzig), Das Sondenrohr.

Im Frühjahr 1933 berichtete J. P. Dreyer[1] über folgende Beobachtung: Nähert man der Stabkathode K einer Gehrckeschen Glimmoszillographenröhre in einem gewissen Abstand von der Anode A eine Sonde S und verbindet diese Sonde über ein Meßinstrument M mit der Kathode (vgl. Fig. 1), so nimmt die zunächst stromlose Sonde dann schlagartig Ionenstrom auf, wenn die Glimmbedeckung der Kathode bis zu ihrer Höhe vordringt. Bestimmt man bei einer solchen Röhre die Abhängigkeit des von der Sondenelektrode S aufgenommenen Ionenstromes von der Länge der kathodischen Glimmbedeckung L, so erhält man etwa das Diagramm der Fig. 1.

Die beschriebene Erscheinung ist ohne weiteres verständlich: In jeder normalen Glimmentladung entfällt der weitaus überwiegende Teil des Gesamtspannungsabfalles auf den Hittorfschen Dunkelraum, d. h. auf das Gebiet zwischen Kathode K und Glimmschicht G (vgl. Fig. 2). Die Glimmschicht G kann daher als eine aus Ionen und Elektronen zusammengesetzte Ladungswolke angesehen werden, die gegenüber der Kathode ein hohes positives Potential besitzt. Der Absolutwert dieses Potentials beträgt in einer normalen Edelgasröhre mit unpräparierten Eisenelektroden etwa 140 Volt. Eine in die

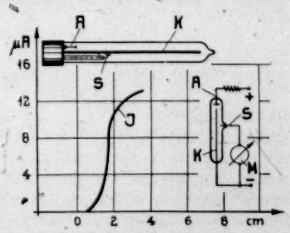


Fig. 1. Sondenrohr und Sondencharakteristik.

[1] J. P. Dreyer jr., Electronics **3**, 40—42, 1933.

Glimmschicht G eintauchende Sonde (S_1) wird das Bestreben besitzen, durch Ionen- bzw. Elektronenaufnahme das Potential dieser Glimmschicht anzunehmen. Verbindet man die Sonde mit der Anode, so reißt sie nahezu den gesamten Elektronenstrom an sich; verbindet man sie mit der Kathode, so nimmt sie einen erheblichen Teil des Ionenstromes auf.

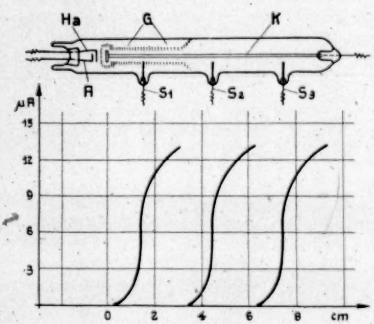


Fig. 2. Schema und Charakteristik eines Mehrsondenrohres.

Eine ausgeprägte Abhängigkeit des Sondenstromes von der Lage des Glimmlichtes erhält man aber nur dann, wenn die Sonde mit einem negativen Potential verbunden, also zur Ionenaufnahme gezwungen ist. Diese Erscheinung ist auf den in einer Glimmentladung herrschenden hohen „Elektronenüberdruck" zurückzuführen, auf Grund dessen die Ionendichte infolge Rekombination schon wenige Millimeter vom Entstehungsort der Ionen praktisch auf Null sinkt, während die Elektronen den ganzen Entladungsraum erfüllen.

Nach dieser Überlegung ist zu erwarten, daß die einzelnen Charakteristiken von mehreren Sonden, die der Stabkathode in verschiedenen Abständen von der Anode genähert sind, eine weitgehende Unabhängigkeit voneinander besitzen. Wie Fig. 2 zeigt, bestätigt der Versuch diese Vermutung durchaus.

In einem „Mehrsondenrohr" der in Fig. 2 dargestellten Art hat man ein Mittel in der Hand, um in Abhängigkeit von der Höhe einer den Hauptelektroden A–K aufgeprägten Spannungsschwankung verschiedene Sonden S_1–S_3 unter Strom zu setzen. Das Rohr stellt also gewissermaßen einen „spannungsgesteuerten Kollektor" dar, dessen besondere Vorteile in dem Fehlen mechanisch bewegter Teile und in der verschwindend kleinen Trägheit bestehen. Allerdings sind die in den einzelnen Sondenkreisen erzielbaren Stromstärken bei den bisher untersuchten Röhren nur gering; sie liegen etwa in der Größenordnung von einigen Mikroamperes. Dafür lassen sich jedoch mit entsprechenden Widerständen im Sondenkreis überraschend hohe Steuerspannungen (bis 100 Volt) erzielen, welche ohne weiteres zur betriebssicheren Durchsteuerung von Iontrons[1]) und Elektronenröhren hinreichen.

Die technischen und laboratoriumsmäßigen Aufgaben, die sich mit einem solchen Sondenrohr lösen lassen, sind äußerst vielseitig. Nur als Anregung sei im folgenden auf einige besonders wichtige Probleme hingewiesen.

Zunächst kann man ein Zweisondenrohr natürlich zur Spannungsüberwachung benutzen. Man legt das Rohr an einen Spannungsteiler, der von der zu überwachenden Spannungsquelle gespeist wird, und stellt diesen Spannungsteiler so ein, daß das Ende des Glimmlichtes zwischen den beiden Sonden liegt. Die eine Sonde nimmt dann einen Ionenstrom auf, während die andere stromlos bleibt. Jede Sonde wird an das Gitter einer Elektronenröhre gelegt und über je einen hohen Widerstand mit der Kathode des Sondenrohres verbunden. Die eine Elektronenröhre, deren Gitter an der stromführenden Sonde liegt, führt dann Anodenstrom, während die andere gedrosselt ist. Steigt die Netzspannung, so kriecht das Glimmlicht an der Kathode weiter vor und setzt auch die zweite Sonde unter Strom; es führen dann beide Elektronenröhren Anodenstrom. Sinkt die Spannung dagegen, so wird auch die erste Sonde stromlos und das Gitter der mit ihr verbundenen Röhre negativ; es sind dann beide Röhren gedrosselt. Durch entsprechende Relais in den Anodenkreisen der Röhren kann die Erregerspannung des Generators bzw. der Stufenschalter eines Regeltransformators gesteuert und auf diesem Wege die Grenze der Glimmbedeckung immer wieder in die Mitte zwischen den Sonden und damit die Spannung auf den Sollwert zurückgeführt werden.

Ein fertiges Gerät dieser Art, das eine Spannungsregulierung auf etwa ± 2 Proz. zuläßt, zeigt Fig. 3.

Weiterhin hat sich das Sondenrohr z. B. als sehr brauchbar für die Steuerung periodisch aufeinanderfolgender Vorgänge, also z. B.

1) Diese Bezeichnung wurde von den Verfassern kürzlich als allgemeiner Ausdruck für den nur auf ein bestimmtes Fabrikat zutreffenden und als Warenzeichen geschützten Namen „Thyratron" vorgeschlagen (vgl. Geffcken-Richter-Winckelmann, Die lichtempfindliche Zelle als technisches Steuerorgan, S. 123, Berlin 1933, J. Schneider).

für die Steuerung von Wechselrichtern und Umrichtern erwiesen, die mit Iontrons (s. o.) arbeiten. Es ersetzt hierbei den bisher vielfach verwendeten mechanischen Synchronkontaktgeber.

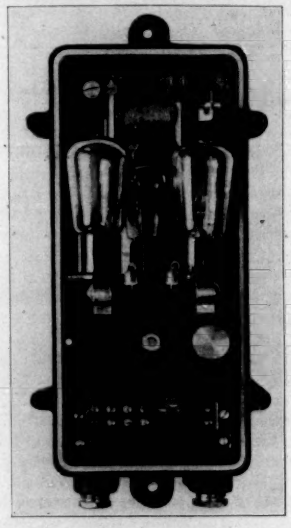


Fig. 3. Gerät zur Spannungsüberwachung mit Zweisondenrohr.

Eine Schaltung dieser Art zeigt Fig. 4. Das Mehrsondenrohr G liegt gemeinsam mit dem Elektronenrohr E in Reihe zu dem Widerstand W. Auf das Gitter des Elektronenrohres E wird

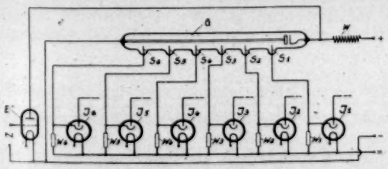


Fig. 4. Steuerung einer Serie von Iontrons durch ein Mehrsondenrohr.

eine dreieckförmige Wechselspannung übertragen, welche das Gitter jeweils stoßartig positiv macht und dann allmählich wieder zu negativen Potentialen zurückführt. Im gleichen Takte zieht sich die Glimmlichtbedeckung des Mehrsondenrohres G ruckartig bis zur Anode zurück, um dann stetig wieder anzuwachsen und hierbei die Sonden S_1—S_6 zu berühren. Auf diesem Wege wird von den mit den einzelnen Sonden S_1—S_6 verbundenen und über Widerstände W_1—W_6 negativ vorgespannten Gittern der Iontrons I_1—I_6 eines nach dem anderen positiv, so daß die Entladung in diesen Rohren im vorgegebenen Rhythmus nacheinander zündet.

Eine sehr interessante Anwendung der beschriebenen Sondenröhren ist schließlich die Erzeugung von Dreieckspannungen. Schaltung und Wirkungsweise erkennt man aus Fig. 5. Zwischen Sonde und Kathode liegt ein Kondensator C von einigen tausend Zentimetern, der durch ein Glühkathodenventil V überbrückt ist und an dessen Klemmen die Dreieckspannung abgenommen wird. Durch passende Einstellung des Widerstandes W_V läßt sich leicht erzielen, daß nur die Spitze der vom Transformator T übertragenen Wechselspannung (vgl. Fig. 5, Kurve Ia) eine bis zur Sonde vordringende Glimmlichtbedeckung erzeugt. Der Kondensator C wird dann jeweils durch diese Spitzenspannung stoßartig positiv aufgeladen und entlädt sich anschließend langsam über das Ventil V. An seinen Klemmen entsteht hierbei der in Fig. 5 durch Kurve IIa wiedergegebene Spannungsverlauf. Ein besonderer Vorteil dieser Schaltung besteht darin, daß man das Kathodenpotential der Ventilröhre V (im Gegensatz zu den sonst

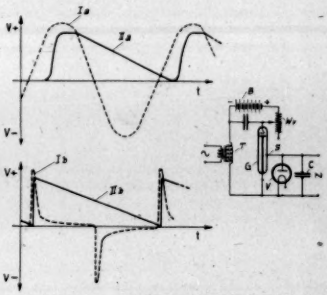


Fig. 5. Die Erzeugung von Dreieckspannungen mit dem Sondenrohr.

für die Erzeugung von Dreieckspannungen üblichen Schaltungen) fest wählen kann.

Noch ausgeprägtere Dreieckspannungen erhält man bei Benutzung eines übersättigten Kleintransformators (T). Die Klemmenspannung an der Glimmröhre nimmt dann die in Fig. 5, Kurve Ib angedeutete Form an, und die Dreieckspannung erhält die überaus günstige Gestalt der Kurve IIb.

Das zuletzt beschriebene Schaltungsprinzip gestattet natürlich noch eine Reihe von Ergänzungen und Umgestaltungen; so kann man z. B. zu einem „Frequenzabbau" gelangen, wenn man der Steuerfrequenz im Transformator T eine Vergleichsfrequenz überlagert und den Widerstand W_v so einstellt, daß das Glimmlicht die Sonde S nur in den Schwebungsmaxima berührt. Weiterhin kann man mit einem Mehrsondenrohr, auf das man eine Wechselspannung mit periodisch wiederkehrenden Maximalamplituden überträgt und dessen Reihenwiderstand (W_v) so eingestellt ist, daß die entfernteren Sonden nur durch die Maximalamplituden erreicht werden, mehrere Dreieckspannungen erzeugen, die in einem bestimmten Frequenzverhältnis zueinander stehen. Auf dieses für den Fernsehempfang mit Braunschen Röhren besonders wichtige Problem soll später an anderer Stelle zurückgekommen werden.

Jedenfalls dürfte schon die vorliegende kleine Auswahl von Anwendungsbeispielen zeigen, daß das Sondenrohr — besonders in der Form des Mehrsondenrohres[1]) — dazu berufen scheint, ein vielseitiges und wichtiges Hilfsmittel in Laboratorium und Technik zu werden.

1) Hersteller: Deutsche Glimmlampengesellschaft, Leipzig (D. G. L.).

Leipzig, den 15. September 1933.

BERICHTE.

Über den Durchgang langsamer positiver Ionen[1]) durch hochverdünnte Gase.

Von Otto Beeck.

Inhaltsverzeichnis.

A. Einleitung.
B. Der Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Ionen.
I. Allgemeines.
II. Protonen.
III. H_2^+- und H_3^+-Ionen.
IV. Alkaliionen.
V. Argonionen.
C. Der Umladequerschnitt.
I. Allgemeines.
II. Der Umladevorgang in seiner Beziehung zum Ionisationspotential.
III. Der Umladequerschnitt in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit.
IV. Ausblick.
D. Der Ionisationsquerschnitt.
I. Allgemeines.
II. Experimenteller Teil.
III. Theoretischer Teil.
E. Anregung durch Stoß positiver Ionen.
F. Dissoziation durch Stoß positiver Ionen.
G. Nachtrag bei der Korrektur: Streuung langsamer Protonen.
H. Literaturverzeichnis.

1) Bemerkung bei der Korrektur: Inzwischen sind — engstens mit dem hier berichteten Stoff verknüpft — eine Reihe von Arbeiten erschienen, die sich mit dem Stoß langsamer Neutralstrahlen befassen. Ihr Bericht muß einer späteren Ergänzung vorbehalten bleiben.

A. Einleitung.

In den letzten Jahren sind wesentliche Fortschritte über die in Gasentladungsvorgängen wichtigen Einzelprozesse gemacht worden. Pike (49) hat vor etwa einem halben Jahr diese Fortschritte vom Gesichtspunkt der Gasentladung aus kurz besprochen, überläßt jedoch die Einzelheiten den Originalarbeiten oder bereits vorhandenen Berichten über die Einzelgebiete. Unter solchen Berichten soll dieser Artikel eine noch vorhandene Lücke ausfüllen. Seine Beschränkung kommt schon im Titel zum Ausdruck. Unter langsamen Ionen sollen im Gegensatz zu Kanalstrahlen Ionen mit Geschwindigkeiten von einigen tausend Volt abwärts verstanden werden.

Der Ionenstoß ist aber nicht nur für Gasentladungsfragen von Bedeutung, bei denen uns naturgemäß Ionen im eigenen Gas am meisten interessieren, sondern er stellt auch eine besondere Art des Atomstoßes dar, der seinerseits wieder eine so hervorragende Rolle bei gewissen chemischen Reaktionen spielt.

Die Entwicklung stetiger und intensiver Ionenquellen — insbesondere für Alkaliionen — für kleine Ionengeschwindigkeiten hat die Ionenerzeugung von der Gasentladung unabhängig gemacht und damit die Möglichkeit gegeben, aus dem komplexen Erscheinungsgebiet der Gasentladung herauszukommen in einfachere Versuchsbedingungen. Aber auch mit definierten Ionen definierter Geschwindigkeit stößt man auf ähnliche Schwierigkeiten wie bei der Gasentladung, wenn man nicht zu sehr kleinen

Gasdrucken übergeht. Um wirklich in der Lage zu sein, den Elementarprozeß des Ionenstoßes zu studieren, muß, gaskinetisch gesprochen, die freie Weglänge für diesen Prozeß größer sein als die Dimensionen des Meßraums. Unter diesem Gesichtspunkt scheiden die meisten spektroskopischen Untersuchungen aus unserer Betrachtung aus. Sie sind aus Intensitätsgründen an eine Entladung, zum mindesten aber an höhere Gasdrucke gebunden. Auch soll das große Arbeitsfeld der Ionenbeweglichkeit (wo die freie Weglänge klein ist gegen die Dimensionen des Meßraums) nicht berücksichtigt werden.

Als Darstellungsform der Ergebnisse soll der Wirkungsquerschnitt und seine Teilquerschnitte gewählt werden analog zum Ramsauerschen Wirkungsquerschnitt von Gasen gegenüber Elektronen. Dieser Wirkungsquerschnitt, der aus Ablenkung und Energieverlusten (Ionisation, Anregung, Dissoziation) mit und ohne Ablenkung bestehen kann, erfährt im Falle von Ionen eine wesentliche Bereicherung, nämlich die Möglichkeit der Umladung, die sogar eine besonders hervorragende Rolle spielt.

Es sollen zuerst die Arbeiten besprochen werden, die sich mit dem Wirkungsquerschnitt selbst und dann diejenigen, die sich mit den Einzelquerschnitten (Umladequerschnitt, Ionisationsquerschnitt usw.) befassen.

Theoretisch ist das Gebiet des Atomstoßes – des Trägers einer großen Anzahl chemischer Reaktionen – von einer Reihe von Autoren behandelt oder in Angriff genommen worden. Die für den Ionenstoß wichtigen Theorien sollen in den betreffenden Abschnitten kurz erörtert werden.

Die Lektüre dieser theoretischen Arbeiten zeigt schon, daß das Gebiet des Atom- und Ionenstoßes bis jetzt sehr wenig erforscht ist. Dieser Bericht soll daher auch zu weiteren Arbeiten anregen und dem engeren Kreis der auf diesem Gebiet Arbeitenden als Literaturübersicht[1]) dienen.

B. Der Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber langsamen Ionen.

I. Allgemeines.

Der Begriff des Ramsauerschen „Wirkungsquerschnitts von Gasmolekülen gegenüber Elektronen" und die Methoden zu seiner Messung sind heute so allgemein bekannt und von Kollath[2]) in dieser Zeitschrift so eingehend berichtet worden, daß wir im folgenden lediglich die direkte Übertragung dieses Wirkungsquerschnitts auf die Bewegung von positiven Ionen in Gasen erläutern wollen.

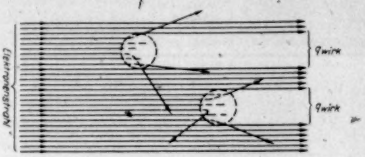


Fig. 1.

Fig. 1 stellt den Wirkungsquerschnitt q_W eines einzelnen Gasmoleküls gegenüber Elektronen schematisch dar. Er ist diejenige Fläche senkrecht zur Strahlrichtung, innerhalb derer ein Elektron am Molekülmittelpunkt vorbeifliegen muß, um irgendwie beeinflußt zu werden. Dabei stellt man sich das Elektron im allgemeinen als punktförmig vor[1]).

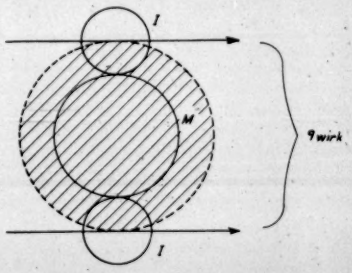


Fig. 2.

In Fig. 2 stellt die schraffierte Fläche den Wirkungsquerschnitt q_W eines einzelnen Gasmoleküls M gegenüber Ionen I dar. Er ist in diesem Fall diejenige Fläche senkrecht zur Strahlrichtung, innerhalb derer der Ionenmittelpunkt am Molekülmittelpunkt vorbeifliegen muß, um irgendwie beeinflußt zu werden. Da, streng genommen, auch dem Elektron eine

1) Literaturverzeichnis am Ende des Berichtes. (Wie es die undefinierte Grenze des Arbeitsgebietes mit sich bringt, macht dieses Verzeichnis keinen Anspruch auf Vollzähligkeit.)

2) R. Kollath, Phys. Zeitschr. **31**, 985, 1930.

1) Ob die Molekülwirkung in strengster Formulierung endlich oder unendlich ist, muß dahingestellt bleiben, da kleinste Ablenkung von keiner der benutzten Apparaturen erfaßt werden kann und wohl kaum je erfaßt werden wird. Praktisch jedoch haben wir sehr wohl das Recht, von einer Molekülgrenze zu sprechen, da der geringe Einfluß der Spaltbreite auf den Wirkungsquerschnitt (jedenfalls gegenüber Elektronen) besonders durch die Kenntnis der Winkelverteilung der gestreuten Elektronen erwiesen ist. (Vgl. R. Kollath, Ann. d. Phys. **5**, 15, 485, 1932.)

räumliche Ausdehnung zuzuschreiben ist, sind beide Wirkungsquerschnitte augenscheinlich identisch.

Bei Annahme eines relativ zum Molekül punktförmigen Elektrons ist der Wirkungsquerschnitt eines Gasmoleküls gegenüber Elektronen gleich dem wirkenden Querschnitt des Gasmoleküls selber, weshalb ein Vergleich des Wirkungsquerschnitts mit dem gaskinetischen Querschnitt möglich ist.

Anders liegt es mit dem Wirkungsquerschnitt eines Gasmoleküls gegenüber Ionen von größenordnungsmäßig gleicher räumlicher Ausdehnung. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in diesem Falle die Kreisfläche, deren Radius gleich der Summe der Wirkungsradien von Molekül und Ion ist, also

$$q_W = \pi (r_M + r_I)^2 .$$

Ein direkter Vergleich dieses Wirkungsquerschnitts mit dem gaskinetischen Querschnitt des Moleküls ist daher sinnlos, nur ein Vergleich der Radiensummen oder der zugehörigen Kreisflächen ist angängig. Es ist also unmöglich, aus der Wirkungsquerschnittsmessung direkt etwas über die Querschnitte der beiden Stoßpartner selbst auszusagen, da beide Querschnitte durch die spezifische Wirkung der Stoßpartner aufeinander bedingt sind. Es ist aber nur die Summe der Wirkungsradien durch das Experiment bekannt. Wenn man trotzdem etwas über den Wirkungsradius des einen Stoßpartners aussagen will, z. B. den des Ions, so muß man eine letzten Endes willkürliche Annahme über den Gasradius machen. Man kann z. B., wie das naheliegt, den gaskinetischen Radius wählen. Es muß aber hervorgehoben werden, daß den so erhaltenen Ionenradien keine zu weitgehende Bedeutung beizulegen ist (vgl. Kapitel B).

Der soeben eröfterte Wirkungsquerschnitt q_W des Einzelmoleküls wird aus praktischen Gründen im allgemeinen nicht angegeben, vielmehr die Wirkungsquerschnittssumme Q_W aller Moleküle, die in einem Kubikzentimeter beim Druck von 1 mm Quecksilber und 0° C enthalten sind. Es wird daher

$$Q_W = q_W \cdot n ,$$

wenn n die Anzahl der Moleküle im Kubikzentimeter beim Druck 1 mm Quecksilber und 0° C bedeutet.

Daraus ergibt sich gemäß einfacher gaskinetischer Überlegungen die freie Weglänge der Ionen beim Druck 1 mm und 0° C

$$\lambda = \frac{1}{Q_W}$$

und die Anzahl der Stöße, die ein Ion unter gleichen Bedingungen auf dem Wege von 1 cm erleidet[1])

$$Z = Q_W .$$

Einige Forscher bevorzugen die beiden letzteren Formulierungen.

II. Protonen.

Versuche mit Protonen stehen den Messungen mit Elektronen am nächsten und sollen daher zuerst berichtet werden. Ebenso wie die Elektronen können wir das Proton als punktförmig betrachten und haben die Möglichkeit, die Ergebnisse direkt mit dem gaskinetischen Querschnitt und dem Wirkungsquerschnitt gegenüber Elektronen zu vergleichen.

Die erste Untersuchung dieser Art stammt von Aich (0) aus dem Jahre 1922. Er mißt mit Lenards Methode des gradlinigen Strahls, jedoch ohne besondere Definierung des Strahls den Wirkungsquerschnitt des H_2-Moleküls gegenüber Protonen, die er als solche allerdings erst aus der Wirkungsquerschnittsmessung mit einiger Sicherheit zu erkennen glaubt. Die letztere Feststellung war das eigentliche Ziel der Arbeit. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in guter Übereinstimmung mit späteren Ergebnissen (s. Fig. 3).

1925 und 1927 macht Dempster (1) einige quantitative Angaben über den Wirkungsquerschnitt von H_2-Molekülen und Helium gegenüber Protonen. Benutzt wird der von ihm zur Analyse positiver Strahlen erstmalig 1918 angegebene Massenspektrograph, auf den später bei Besprechung der Arbeit einer seiner Schüler (8) noch näher eingegangen werden soll. Er findet für eine Protonengeschwindigkeit von 900 Volt in Helium einen Wirkungsquerschnitt von etwa ein Zehntel des gaskinetischen Heliumquerschnitts in Übereinstimmung mit späteren Beobachtungen. Einen von ihm erhaltenen ähnlich niedrigen Wert in Wasserstoff konnten spätere Beobachtungen nicht bestätigen.

Die von G. P. Thomson (2) 1926 veröffentlichten Versuche sind Streuversuche von Protonen im Geschwindigkeitsbereich von 5 bis 25000 Volt in Wasserstoff, Helium und Argon. Er benutzt eine photographische Methode, die einen absoluten Vergleich mit Wirkungsquerschnittsmessungen nicht zuläßt. Hier ist nur die folgende Feststellung wichtig: Thomson findet in Helium[2]) und Argon Streumaxima, bei

1) Es muß hervorgehoben werden, daß es sich um eine idealisierte Stoßzahl pro cm handelt, denn schon beim zweiten Zusammenstoß sind die Stoßbedingungen verändert. Eine korrekte Messung erfordert also Drucke, bei denen die freie Weglänge der Wirkung größer ist als die Dimensionen des Versuchsraumes.

2) Vgl. die Umladeversuche von Döpel, Anmerkung S. 44.

denen die Lineargeschwindigkeit der Protonen etwa gleich der Lineargeschwindigkeit der Elektronen für die Wirkungsquerschnittsmaxima in den betreffenden Gasen sind. Im Wasserstoff findet er in dem untersuchten Geschwindigkeitsbereich einen ständigen Abfall der Streuung nach großen Geschwindigkeiten hin und im allgemeinen eine beträchtliche Streuung unter kleinen Winkeln.

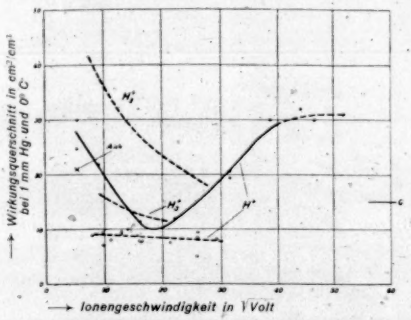


Fig. 3. Der Wirkungsquerschnitt von Wasserstoff gegenüber H^+, H_2^+ und H_3^+.
——— Ramsauer-Mitarbeiter.
----- Holzer.

Holzer (3) untersucht 1930 den Wirkungsquerschnitt von H_2-Molekülen gegenüber Protonen (und gegenüber H_2^+ und H_3^+, siehe nächsten Abschnitt) im Geschwindigkeitsbereich von 60 bis 850 Volt. Sein Ergebnis (Fig. 3) ist mit dem Ergebnis von Ramsauer, Kollath und Lilienthal (4) 1931 in Widerspruch in bezug auf den Kurvenverlauf. Bei 360 Volt stimmen die Wirkungsquerschnittswerte recht gut überein.

Ramsauer und Mitarbeiter benutzen die bewährte Ramsauersche Zweikäfig-Methode, allerdings in gradliniger Anordnung mit verhältnismäßig weiten Blenden. Teilweise Geschwindigkeitsverluste ohne oder mit nur kleinen Ablenkungen und kleine Ablenkungen werden also nicht mit erfaßt. Die Protonen erreichen den Meßraum durch einen Massenspektrographen. Untersucht werden die Gase Helium, Neon, Argon, Wasserstoff und Stickstoff bei Protonengeschwindigkeiten von 30 bis 2500 Volt. Sämtliche gemessenen Kurven sind in Fig. 4 zusammengestellt. Der Widerspruch zwischen den Versuchen von Ramsauer-Mitarbeitern und Holzer für Wasserstoff kann bei der sorgfältigen beiderseitigen Durchführung der Versuche nicht erklärt werden. Da Holzers Methode kleinere Winkel und auch teilweise Geschwindigkeitsverluste erfaßt, sollte sich das Minimum dort eigentlich noch ausgeprägter zeigen als bei Ramsauer-Mitarbeitern, was diese durch besondere Versuche mit kleinen Blenden feststellen konnten. Holzers Werte streuen allerdings bedeutend stärker, was Fig. 3 zeigt. Weitere Einzelergebnisse und indirekte Ergebnisse bringt die Zusammenfassung.

In einer kurzen Verhandlungsnotiz berichtet 1931 Holzer (3) seine Messungen von Helium und Argon. Die nur qualitativen und relativen Angaben stehen nicht in Widerspruch mit den übrigen Messungen.

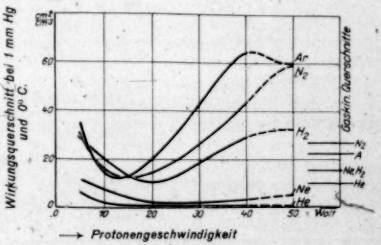


Fig. 4. Der Wirkungsquerschnitt von Gasen gegenüber Protonen (nach Ramsauer-Mitarbeiter).

Zusammenfassung. Zusammenfassend läßt sich über den Wirkungsquerschnitt von Protonen in Gasen das folgende sagen: Der absolute Wert der Wirkungsquerschnitte gegenüber Protonen und Elektronen ist von derselben Größenordnung (Ramsauer-Mitarbeiter, Holzer, Dempster und Aich). Alle untersuchten Gase zeigen einen Ramsauer-Effekt, wobei sich die Lage der Minima in derselben Ordnung nach kleinen Geschwindigkeiten verschiebt, wie die Ionisierungsspannung (Ramsauer-Mitarbeiter). Die Lage der Maxima und Minima gegenüber Protonen befindet sich roh bei derselben Lineargeschwindigkeit wie die Wirkungsquerschnittsmaxima und -minima gegenüber Elektronen[1]) (Ramsauer-Mitarbeiter, Thomson). Folgende Angaben über die Art der Molekülwirkung aus Wirkungsquerschnittsmessungen sind in guter Übereinstimmung mit teilweise vorliegenden direkten Messungen der Umladung und Ionisierung von Kallman-Rosen und Goldmann (vgl. Kapitel C). Bei den kleinsten untersuchten Protonengeschwindigkeiten treten weder Umladung noch Ionisation auf. Die Einwirkung des Moleküls besteht in einer Streuung der Protonen (Ramsauer-Mitarbeiter). Bei höheren Geschwindigkeiten treten langsame

1) Vgl. auch die Umladungsversuche von Döpel, Anmerkung S. 44.

positive Teilchen auf (Ramsauer-Mitarbeiter), die von Goldmann als Umladungsprodukte erkannt sind. Ionisation durch Protonen ist im betrachteten Geschwindigkeitsbereich nicht beobachtet worden (Ramsauer-Mitarbeiter, Dempster).

III. H_2^+- und H_3^+-Ionen.

Dempster (1) und Holzer (3) sind die einzigen, die Messungen dieser Art ausgeführt haben. Holzers Ergebnisse in Wasserstoff sind in Fig. 3 wiedergegeben. Der große Wirkungsquerschnitt von H_2^+ in H_2 erklärt sich durch Umladungen nach dem Resonanzprinzip von Kallmann und London (vgl. Kapitel C), während für H_3^+-Streuung, eventuell auch Dissoziation (vgl. Kapitel F) in Frage kommt. Seine Angaben für Helium und Argon sind wiederum nur qualitativer Natur. In Helium findet er kleinere Wirkungsquerschnitte als in Wasserstoff und eine Abnahme des Wirkungsquerschnitts in der Reihenfolge H_3^+, H_2^+, H^+, wobei Übereinstimmung mit dem Dempsterschen Wert für H_2^+ bei 900 Volt hervorzuheben ist. Argon hat gegenüber H_2^+ den höchsten Wirkungsquerschnitt, was wiederum auf Umladungen zurückzuführen sein mag.

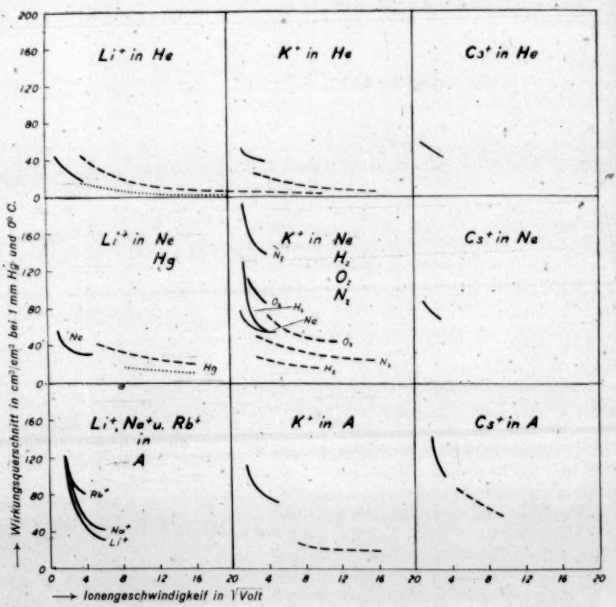


Fig. 5. Der Wirkungsquerschnitt von Gasen gegenüber Alkaliionen.
—— Ramsauer-Beeck (Methode Ramsauer).
----- Methode Dempster } Dempster-Schule.
····· Methode Cox

IV. Alkaliionen.

Die ersten Versuche mit Alkaliionen wurden etwa gleichzeitig von Ramsauer-Beeck (5) und von den Dempster-Schülern Durbin (6) und Kennard (7) unternommen. Ramsauer-Beeck verwenden die Ramsauersche Wirkungsquerschnittsapparatur mit zwei Käfigen und magnetischer Ablenkung. Ihre sämtlichen Resultate sind in Fig. 5 wiedergegeben unter gleichzeitiger Eintragung der Werte der Dempster-Schüler (Durbin, Kennard, Cox, Thomson). Die in den Fig. 6 u. 7 (s. S. 6) wiedergegebenen Radiensummen, Umrechnung der Wirkungsquerschnittswerte von Ramsauer-Beeck zeigen den gleichen Gang wie die willkürlich gewählten Summen: gaskinetischer Radius plus Ionenradius aus Röntgenmessungen[1]). Zum richtigen Verständnis der Abweichungen zwischen den Werten von Ramsauer-Beeck und der Dempster-Schule soll als Beispiel der Dempsterschen Anordnung die von J. S. Thomson (8) benutzte Anordnung (Fig. 8, s. S. 6) kurz erläutert werden. Die in A erzeugten Ionen werden auf die gewünschte Geschwindigkeit beschleunigt und gelangen nach Ablenkung im Magnetfeld M durch den Spalt S in den (in der Figur nicht gezeichneten) Auffänger. Der wirkende Weg liegt hierbei im Magnetfeld selbst (Methode Dempster).

1) Die neuesten Werte nach Grimm und Wolff, Landoldt-Börnstein-Tabellen, 2. Erg.-Bd., 1. Teil, S. 68.

Eine zweite, zuerst von Cox (9) angewandte Methode besteht darin, den Massenspektrographen lediglich als solchen zu benutzen und die Wirkung der Gasmoleküle auf Ionen in einer sich daran anschließenden Anordnung mit zwei

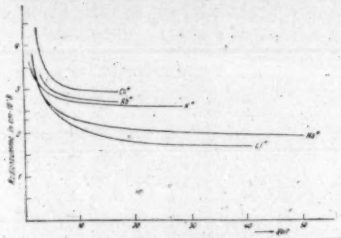


Fig. 6. Radiensummen aus Wirkungsquerschnittsmessungen in Argon (Ramsauer-Beeck) (am Rande: Radiensumme $A_{kinetisch}$ plus Alkaliion aus Röntgenmessungen).

Zylindern C_1 und C_2 (Fig. 8) zu messen, die roh an die Ramsauersche Zwei-Käfig-Methode in gradliniger Ausführung erinnert, allerdings ohne Strahldefinition (Methode Cox). Wie Kollath[1]) bei der Besprechung der Brodeschen Einkäfig-Methode eingehend ausgeführt hat, gibt die Methode Dempster leicht zu hohe Wirkungsquerschnittswerte, weil die Geschwindigkeitsverteilung bei S (wo ein Integralwert gemessen wird) und S_2 verschieden ist, falls nicht durch besondere Blenden schon bei S_1 für eine Geschwindigkeitsverteilung gesorgt wird, die der bei S_2 ähnlich ist. Dies scheint bei den Mes-

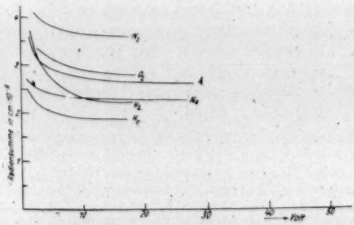


Fig. 7. Radiensummen aus Wirkungsquerschnittsmessungen mit Kaliumionen (am Rande: Radiensumme K^+ aus Röntgenmessungen plus gaskinetische Radien) nach Ramsauer-Beeck.

sungen von Kennard der Fall zu sein. Methode Cox muß besonders bei größeren Geschwindigkeiten, wo kleine Ablenkungen zu vermuten sind, zu kleine Werte liefern, da größere Winkelbereiche nicht mit erfaßt werden. Im Falle der Durbinschen Messungen (Methode Dempster) sind die niedrigen Werte eventuell auf durch Sekundäremission am Auffänger vorgetäuschte, relativ hohe Aufladung zurückzuführen; er ar-

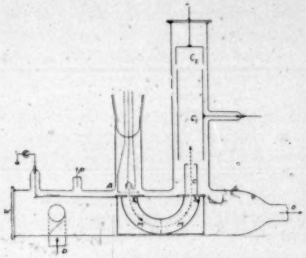


Fig. 8.
Thomsons Wirkungsquerschnitts-Apparatur.

beitet mit einer Platte anstatt eines Faraday-Käfigs.

Die Methode Dempster bietet eine schöne Möglichkeit, etwas über die Molekülwirkung auszusagen. Bei Betrachtung der beiden Kurven, Fig. 9 und 10, die von J. S. Thomson mit dem Dempsterschen Massenspektrographen aufgenommene Geschwindigkeitsverteilungskurven von Cs^+ und Li^+ in Helium bei verschiedenen Drucken darstellen, sehen wir die folgenden typischen Unterschiede: Cs^+ zeigt Verschiebung

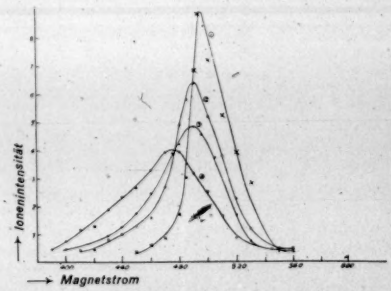


Fig. 9. Ionengeschwindigkeits-Verteilungskurven nach Thomson.
Cs^+ in Helium. Ionenbeschleunigung: 100 Volt.
Druck: ① $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ mm Hg
② 34,2
③ 64,7
④ 102,1

der Maxima nach kleinen Geschwindigkeiten hin, aber gleichen Flächeninhalt unterhalb der Kurve. Das deutet auf teilweise Geschwindigkeitsverluste und kleine Ablenkungen. Li^+ zeigt keine Verschiebung der Maxima und eine

1) Anmerkung S. 37.

Verkleinerung der Fläche unter der Kurve. Das deutet auf Ablenkung unter großen Winkeln (der Massenspektrograph erfaßt sie nicht mehr) oder Umladungen[1]) hin. Für nicht so extreme Fälle überdecken sich die Erscheinungen natürlich.

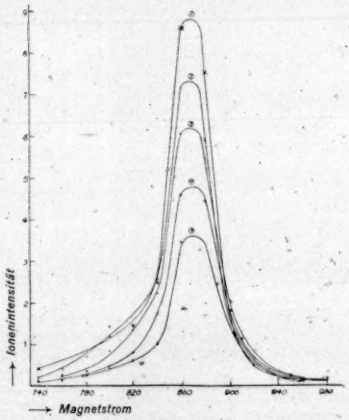


Fig. 10. Ionengeschwindigkeits-Verteilungskurven nach Thomson.
Li^+ in Helium. Ionenbeschleunigung: 50 Volt
Druck: ① $16{,}3 \cdot 10^{-4}$ mm Hg
② 33,0
③ 44,7
④ 57,8
⑤ 80,0

Zusammenfassung. Der Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber Alkaliionen ist bei kleinsten Geschwindigkeiten sehr hoch (über 100 cm^2 pro cm^3), fällt aber mit wachsender Geschwindigkeit schnell ab und ist nach diesem individuellen Abfall um so größer, je größer (gaskinetisch oder aus Röntgenmessungen) die Partner sind. Dabei ist der Gang der Wirkungsradiensummen dem Gang der Summen (gaskinetisch und Röntgenmessungen) auffallend ähnlich (Ramsauer-Beeck). Die Dempster-Schule gibt einen weiteren allmählichen Abfall nach größeren Geschwindigkeiten hin an.

Die Art der Molekülwirkungen ist für schwere Ionen in leichten Gasen vorwiegend als Geschwindigkeitsverlust und kleine Ablenkung zu deuten, für leichte Ionen in leichten Gasen und schwere Ionen in schweren Gasen jedoch als Ablenkung über große Winkel oder Umladung[1]) zu deuten.

1) Umladungen sind in diesem Falle jedoch sehr unwahrscheinlich (vgl. Kapitel C).

V. Argonionen.

Untersuchungen dieser Art, die, wie eingangs erwähnt, besonders wertvoll für die Gasentladungsfragen sind, wurden, abgesehen von den Protonenmessungen, nur in einem Fall vorgenommen. F. Wolf (10) nämlich hat den Wirkungsquerschnitt von $Argon^+$ in Argon untersucht. Benutzt wurde die Ramsauersche Zweikäfigmethode mit Gegenfeld am zweiten Käfig[1]). Ionen treten durch einen Massenspektrographen

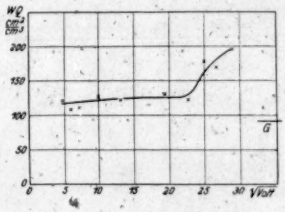


Fig. 11. Der Wirkungsquerschnitt von Argon gegenüber A^+ (nach Wolf).

in den Meßraum ein. Die Resultate sind in Fig. 11 wiedergegeben. G bedeutet den „gaskinetischen Wirkungsquerschnitt" A gegen A also das Vierfache des gaskinetischen Querschnitts[2]).

C. Der Umladequerschnitt.

I. Allgemeines.

Unter Umladung wollen wir den folgenden Prozeß verstehen: Fliegt ein Ion A nahe genug an einem relativ ruhenden neutralen Atom (oder Molekül) B vorüber, so kann eine Wechselwirkung zwischen den beiden Partnern A und B derart eintreten, daß ein Elektron vom neutralen Atom B zum Ion A übergeht, im Endzustand

1) Diese positive Gegenspannung, die nur zwischen den beiden Käfigen angewandt wurde, kann jedoch beträchtliche Meßfehler verursachen für den Fall, daß langsame positive oder negative Teilchen im Meßraum vorhanden sind (vgl. Ramsauer und Mitarbeiter S. 731) (4). Die Gegenspannung wurde angewandt um Teilchen, die Geschwindigkeitsverluste ohne oder mit kleinen Ablenkungen erlitten haben, daran zu hindern, in den zweiten Käfig zu kommen. Nun sind aber sicherlich positive und negative Teilchen in dem Meßraum vorhanden; sie entstehen durch Umladung und Ionisation oder auch durch Auslösung an den Netzen. Wolf schreibt selbst in einer späteren Arbeit, daß die Richtigkeit seiner Kurve noch nicht überzeugend nachgewiesen sei.

2) Es muß auf einem Irrtum beruhen, wenn Pike in seinem zusammenfassenden Bericht (49) S. 462 feststellt, daß nach Wolf langsame Argonionen in Argon dieselbe Steigerung des Wirkungsquerschnitts unter 20 Volt Ionengeschwindigkeit zeigen wie die Alkaliionen in Edelgasen.

also ein bewegtes Atom A auftritt und ein relativ ruhendes Ion B. Die Strecke, auf die sich die Mittelpunkte der beiden Stoßpartner mindestens nähern müssen, damit Umladung eintritt, ist der Umladeradius und die Kreisfläche mit diesem Radius der Umladequerschnitt q_u des Einzelmoleküls. Der Umladequerschnitt Q_u wird wieder analog zum Wirkungsquerschnitt, angegeben in cm^2 pro cm^3 bei 1 mm Hg und 0° C. Er ist numerisch identisch mit der Umladefunktion $\varkappa^{\pm}$, das ist die Anzahl der umladenden Stöße, die ein Ion auf dem Wege von 1 cm in einem Gas von 1 mm Hg-Druck und 0° C erfährt[1]).

II. Der Umladevorgang in seiner Beziehung zum Ionisationspotential. Experimenteller Teil.

Der erste, der nächst Dempster (1916 aus Lichtanregung (6a)) aus Geschwindigkeitsverteilungskurven (Methode Dempster, S. 40) beim Durchgang von langsamen Ionen durch Gase auf Umladungen schließt, ist Kennard (7)[2]), dessen Arbeit wir im vorhergehenden Kapitel (S. 41) bereits erwähnt haben. Nach neueren, im folgenden näher zu besprechenden Untersuchungen sind jedoch in seinem Falle Umladungen sehr zweifelhaft. Die ersten, die unabhängig voneinander das Auftreten von Umladungen bei langsamen Ionen experimentell einwandfrei nachweisen, sind G. P. Harnwell (11) und T. R. Hogness und E. G. Lunn (12). Alle benutzen den Dempsterschen Massenspektrographen zur Ionenanalyse. In einem Gemisch von zwei Gasen werden beiderlei Ionen durch Elektronenstoß erzeugt. Die Ionen werden durch ein elektrisches Feld aus dem Ionisationsraum herausgezogen und im Massenspektrographen analysiert (vgl. dazu das vorhergehende Kapitel S. 41, 42, Fig. 9 u. 10). Bei Variationen des Gasdrucks im Ionisierungsraum ändert sich das Verhältnis der erzeugten Ionenmengen. Aus der Änderung dieses Verhältnisses kann man dann auf die Umladungsvorgänge im Ionisationsraum schließen. Harnwell und auch Hogness und Lunn erkannten, daß die maßgebliche Größe für die Umladewahrscheinlichkeit das Ionisationspotential der beiden Stoßpartner ist, und Harnwell findet in Übereinstimmung mit späteren theoretischen und experimentellen Untersuchungen von Kallmann und Rosen (13), daß bei einatomigen Gasen die Wahrscheinlichkeit der Umladung um so größer ist, je näher die Ionisationspotentiale der beiden Stoßpartner übereinstimmen; insbesondere betont er, daß Ionen mit einer Neutralisationsenergie, die größer ist als die Ionisationsenergie des neutralen Atoms (bei denen also überschüssige Energie zur Verfügung steht), eine ebenso kleine Wahrscheinlichkeit der Umladung haben wie im entgegengesetzten Fall.

Penning und Veenemans (13a) untersuchen 1930 den Energieverlust von K^+- und A^+-Ionen von 200 Volt Energie in Argon. Sie finden einen gaskinetisch nicht zu erwartenden großen Verlust für A^+ und deuten ihn als Umladung. Die Apparatur ließ jedoch keine quantitativen Messungen zu.

Kallmann und Rosen (13) konnten mit großem Erfolg die Theorie für die quantenmechanische Energieübertragung zwischen zwei Systemen von Kallmann und London (14) (vgl. nächsten Abschnitt) auf das Umladungsproblem anwenden und stellten zur allgemeinen Bestätigung des gewonnenen Prinzips eine große Anzahl von Versuchen an. Sie untersuchten die Umladung der Ionen He^+, Ne^+, A^+, N_2^+, N^+, O^+, O_2^+, C^+, CO^+ und CO_2^+, in Helium, Neon, Argon, Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd, Kohlendioxyd; Ammoniak und Quecksilber, unter Benutzung eines Dempsterschen Massenspektrographen. Die Methode ist der oben an Hand der Thomsonschen Arbeit (Fig. 8) näher beschriebenen Dempsterschen Methode sehr ähnlich. Hier wie dort wird der Gasdruck im Ablenkungsraum variiert. Eine spätere Arbeit gestattete es dann, die durch Umladung erzeugten langsamen positiven Ionen direkt nachzuweisen[1]) und sie zur Messung des Umladequerschnitts zu benutzen. Mit dieser Methode wurde auch die Umladung doppelt geladener Argonionen untersucht und in diesem Falle der Nachweis von doppelten sowie auch von einfachen Umladungen erbracht.

Die Untersuchungen von Kallmann und Rosen sind ihrem Zweck entsprechend mehr qualitativer Natur. In einigen Fällen jedoch

1) Es muß wieder wie beim Wirkungsquerschnitt hervorgehoben werden, daß es sich um eine idealisierte Stoßzahl pro cm handelt, da eine solche Umladung nur einmal vor sich gehen kann, der Zustand des Ions also dann vollkommen verändert ist. Es muß daher auch hier für eine korrekte quantitative Messung Sorge getragen werden, daß man bei Drucken arbeitet, bei denen die mittlere freie Weglänge der Umladung größer ist als die Apparaturdimensionen.

2) Für schnelle Kanalstrahlen ist der Umladevorgang schon von W. Wien (Ann. d. Phys. **27**, 1025, 1908) mit Sicherheit nachgewiesen worden. Die sorgfältigsten quantitativen Messungen stammen von E. Rüchardt (Ann. d. Phys. **71**, 377, 1923) und ganz neue Messungen von H. Bartels (17) herunter bis 4000 Volt (vgl. Fig. 15).

1) Durch eine kleine negative Sonde, die die bewegten Ionen praktisch unbeeinflußt läßt, werden die im Meßraum bei der Umladung erzeugten langsamen positiven Ionen gemessen.

geben die Verfasser Werte für den Umladequerschnitt an (die meisten ihrer Messungen beziehen sich auf die Ionengeschwindigkeit von 400 Volt), so für A^+ in A, $q_u = 28{,}1 \cdot 10^{-16}$ cm² und für N_2^+ in Stickstoff $q = 63{,}1 \cdot 10^{-16}$ cm, für Ne^+ und He^+ in Neon und Helium finden sie sehr viel kleinere Werte. Ihr zusammengefaßtes Resultat ist folgendes:

Zusammenfassung. Atomionen laden im atomaren Gas dann am besten um, wenn die Neutralisationsenergie der Ionen gleich der Ionisationsenergie der neutralen Atome ist, am besten also in ihrem eigenen Gas. Die Wahrscheinlichkeit der Umladung fällt schnell ab, wenn die Neutralisationsenergie der Ionen kleiner oder größer ist als die Ionisationsenergie der Gasatome. In allen anderen Fällen (d. h. wenn eins oder beide der stoßenden Gebilde Moleküle sind) ist die Wahrscheinlichkeit der Umladung nur dann schlecht, wenn die Neutralisationsenergie kleiner ist als die Ionisationsenergie.

Dieses Gesamtergebnis konnten Kallmann und Rosen (13) durch ihr Resonanzprinzip erklären.

Theoretischer Teil. Das Resonanzprinzip von Kallmann und Rosen. Bei direkter Anwendung der Betrachtungen, wie sie Kallmann und London (14) für die quantenmechanische Energieübertragung zwischen zwei Systemen angestellt haben, auf das Problem der Umladung, kommen Kallmann und Rosen zu folgenden Schlüssen: Sind die beiden Stoßpartner, das Ion A und das neutrale Atom B, weit genug entfernt, um als Einzelgebilde betrachtet werden zu können, aber doch nahe genug, um eine Wechselwirkung zwischen beiden zu erlauben, so ergibt sich, daß das Elektron zwischen A und B hin und her pendelt, und man kann die Wahrscheinlichkeit W angeben, mit der das Elektron zur Zeit t bei A ist, wenn es zur Zeit $t = 0$ bei B war. Für genügend großen Abstand R der beiden Stoßpartner wird:

$$W = \frac{\beta^2}{1+\beta^2} \cdot \sin^2 \frac{\pi}{2}(\sigma + W_{AA} - W_{BB})\sqrt{1+\beta^2}\,t$$

$$\beta = \frac{2W_{AB}}{\sigma + W_{AA} - W_{BB}}$$

Dabei sind die Größen W_{AB}, W_{AA}, W_{BB} mittlere Wechselwirkungsenergien, die nur von R abhängen und σ ist die Differenz der Neutralisationsenergie des Ions und der Ionisationsenergie des neutralen Atoms. Mit Hilfe dieser Formel ließe sich die Größe des Umladequerschnitts für zwei Partner A und B in Abhängigkeit von σ berechnen, wenn die Wechselwirkungsenergien W genügend bekannt wären. Fig. 12 gibt uns jedoch wenigstens ein Bild von dieser Abhängigkeit. In diesem Falle ist Q_u (in willkürlichen Einheiten) in Abhängigkeit von σ (in Volt) berechnet unter der Annahme, daß alle Wechselwirkungsenergien gleich den Wechselwirkungsenergien eines Wasserstoffatoms und eines Wasserstoffions sind. Da die Schwingungszeit der Elektronen zwischen den beiden Partnern A und B mit

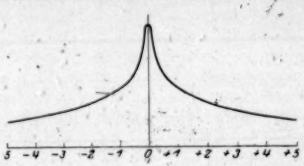


Fig. 12. Der Umladequerschnitt in Abhängigkeit von der Resonanzverstimmung σ (willkürlicher Maßstab).

abnehmendem σ und zunehmendem R rasch zunimmt, die Zeit des Vorüberfliegens der Partner jedoch nur kurz ist, so ist selbst bei $\sigma \to 0$ der Umladequerschnitt endlich.

Die relativ große Umladewahrscheinlichkeit für den Fall, daß die Neutralisationsenergie größer ist als die Ionisationsenergie, wenn einer der Partner ein Molekül ist, erklären Kallmann und Rosen (13) durch die Möglichkeit der kernschwingungsmäßigen Anregung des Moleküls, dessen Kernschwingungsdauer etwa gleich der Zeit des Vorüberfliegens der beiden Partner ist (im Geschwindigkeitsbereich von einigen hundert Volt Ionengeschwindigkeit).

III. Der Umladequerschnitt in Abhängigkeit von der Ionengeschwindigkeit. Protonen in Wasserstoff, Helium und Argon.

Diese Untersuchung hat Goldmann (15) mit der in Fig. 13 wiedergegebenen Apparatur ausgeführt. Die Protonen werden in I erzeugt, durch den Massenspektrographen III von anderen Ionen getrennt und gelangen in den Umlade- (bzw. Ionisations-) Raum II. Die Messung der Umladung (oder auch der Ionisation) geschieht mittels des Auffangekondensators R, der bei Anlegen eines kleinen Feldes die durch Umladung (oder Ionisation) erzeugten langsamen Ionen (oder Elektronen) auffängt. Fig. 14 zeigt den Umladequerschnitt von Protonen in Wasserstoff und Argon. In Helium laden Protonen gleicher Geschwindigkeiten nicht merklich um. Dies ist in Übereinstimmung mit Messungen von Dempster (1), der im Bereich von 14 bis 900 Volt in Helium keine Neutralisation der Protonen findet[1]). Da durch besondere Ver-

1) Döpel (16) findet zwischen 0,6 und $2 \cdot 10^8$ cm/sec Protonengeschwindigkeit in Helium ein Umlademaximum bei 10^8 cm/sec (etwa 5000 Volt). Die Querschnittswerte sind jedoch unsicher.

suche gezeigt werden konnte, daß Ablenkungen über größere Winkel im Geschwindigkeitsbereich 400 bis 4000 Volt nicht stattfinden, ist Übereinstimmung des Umladequerschnitts mit dem Wirkungsquerschnitt zu erwarten. Tatsächlich

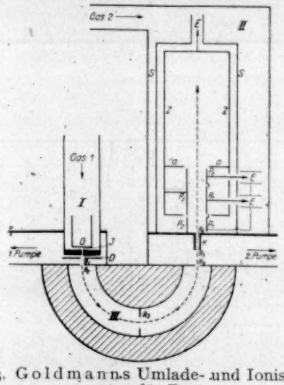


Fig. 13. Goldmanns Umlade- und Ionisierungsapparatur für Protonen.

erreicht für Wasserstoff der Umladequerschnitt im betrachteten Geschwindigkeitsbereich 80 bis 90 Proz. des Wirkungsquerschnitts und für Argon ist er jedenfalls größenordnungsmäßig gleich. So scheint es erwiesen, daß der nach grö-

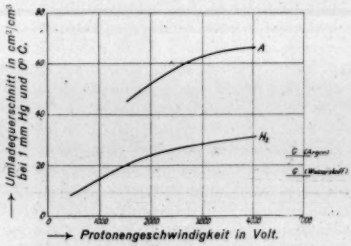


Fig. 14. Der Umladequerschnitt für Protonen in H_2 und A (G gaskinetischer Querschnitt).

ßeren Geschwindigkeiten hin erfolgende Anstieg des Wirkungsquerschnitts von Wasserstoff und Argon gegenüber Protonen (Ramsauer-Mitarbeiter, S. 39) allein auf Umladungen beruht. Bei den hohen Umladequerschnitten, trotz hoher Protonengeschwindigkeit und erheblichen Resonanzverstimmungen (2,5 Volt für Wasserstoff und 2,2 Volt für Argon) scheint aber das Resonanzprinzip von Kallmann und Rosen nicht mehr allein maßgeblich zu sein, wenngleich von diesem Standpunkte aus der äußerst kleine Umladequerschnitt des Heliums (Resonanzverstimmung 9,0 Volt) verständlich wird.

Obgleich dieser Bericht sich nur mit den kleinen Ionengeschwindigkeiten befassen will, ist die Kurve in Fig. 15 an dieser Stelle von besonderem Interesse. Sie zeigt den von H. Bartels (17) gemessenen Verlauf des Umladequerschnitts von H^+ in H_2 nach größeren Geschwindigkeiten hin. Das Maximum bei etwa 7 kV entspricht der Protonengeschwindigkeit, bei der gerade die Ionisationsenergie an das relativ ruhende H_2-Molekül übertragen werden kann.

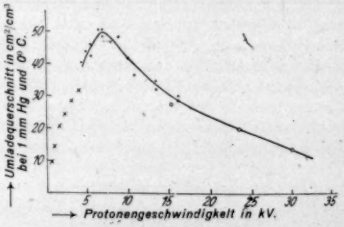


Fig. 15. Der Umladequerschnitt von Protonen in Wasserstoff (nach Bartels) ××× Werte von Goldmann.

F. Wolf (18) untersucht den Umladequerschnitt von A^+ in A und findet die in Fig. 16 wiedergegebene Kurve. Bemerkenswert ist der steile Einsatz, doch muß seine Realität vielleicht noch etwas sicherer nachgewiesen werden. Ein Vergleich mit den Wolfschen Wirkungsquerschnittsmessungen soll einstweilen nicht vor-

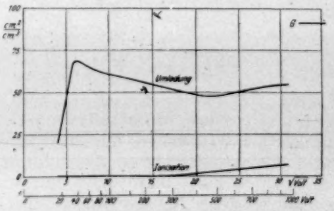


Fig. 16. Umlade- und Ionisationsquerschnitt von A^+ in A (G = Gaskinetischer Wirkungsquerschnitt = 4 · gaskinetischer Querschnitt) nach Wolf.

genommen werden (vgl. Fußnote S. 42). Wolf arbeitet mit einer Anordnung, die der in Fig. 17 wiedergegebenen im Prinzip ähnlich ist. Die Ionenauswahl geschieht mit einem Massenspektrographen.

IV. Ausblick.

Da der Umladequerschnitt in vielen Fällen den gesamten Wirkungsquerschnitt ausmacht, ist die Umladung einer der wichtigsten Elementar-

prozesse beim Durchgang langsamer Ionen durch Gase. Da ferner Umladung in den meisten Fällen nur mit sehr kleiner Richtungsänderung verbunden zu sein scheint (Kallmann-Rosen und Goldmann), hat das neuentstandene neutrale Teilchen praktisch dieselbe Energie wie das Ion vor der Umladung. Man kann also Neutralteilchen bestimmter Geschwindigkeit erzeugen und mit ihnen den Elementarprozeß des Zusammenstoßes zweier neutraler Teilchen untersuchen. Diese Zusammenstöße spielen wahrscheinlich bei der Gasentladung eine größere Rolle als der Ionenstoß, da Ionisation durch Neutralstöße früher einsetzt und auch eine viel größere Ausbeute aufweist. Einige Untersuchungen dieser Art liegen bereits vor, und zwar von Kallmann und Mitarbeitern[1]), Beeck[2]) und Brasefield[3]). Näheres Eingehen auf diese Arbeiten würde über den Rahmen dieses Berichtes hinausgehen.

D. Der Ionisationsquerschnitt.

I. Allgemeines.

Der Ionisationsquerschnitt Q_i wird analog zum Wirkungsquerschnitt Q_W und dem Umladequerschnitt Q_u definiert. Er stimmt also numerisch überein mit der Ionisierungsfunktion π^+, das ist die Anzahl ionisierender Stöße auf dem Wege von 1 cm, bezogen auf den Druck 1 mm *Hg* bei 0° C. Unter Ionisierung verstehen wir den Prozeß, der zur vollkommenen Befreiung des Elektrons aus dem Atomverband beider Stoßpartner führt. Diese Elektronen werden gemessen.

II. Experimenteller Teil.

Über den Stand der Untersuchungen zur Ionisierung durch Ionenstoß etwa bis 1925 haben Franck und Jordan in ihrem Buch über Anregung von Quantensprüngen durch Stöße (43a) berichtet. Die experimentellen Resultate dieser älteren Arbeiten kann man dahin zusammenfassen, daß lediglich festgestellt war, daß die Ausbeute der Ionisation durch Ionenstoß sehr klein ist (Ionen also wesentlich schlechtere Ionisatoren als Elektronen sind) und daß eine untere Grenze der Ionisation nicht festgestellt ist.

Alkaliionen. Zwei spätere Arbeiten von W. J. Hooper (22) und von R. W. Gurney (23) befassen sich mit der Ionisation von Wasserstoff durch Na^+-Ionen bis 900 Volt Energie bzw. K^+-Ionen bis 7000 Volt Energie. In beiden Fällen wird keine Ionisation gefunden. Eine Arbeit von T. J. Câmpan (24) (mit K^+-Ionen in H_2 und *He*) zeigt eine Elektronenausbeute, doch ist man nicht in der Lage, diese Elektronen einwandfrei von den Sekundärelektronen zu trennen. Die Trennung des Ionisationseffektes im Gas von den Sekundäreffekten (d. h. die Auslösung von Elektronen aus den Metallteilen durch die Ionen) war die größte experimentelle Schwierigkeit.

Sutton (25) und Beeck (26) versuchten 1928 unabhängig voneinander dieser Schwierigkeiten Herr zu werden. Beide arbeiten mit Alkaliionen und beide kommen zu einer prinzipiell sehr ähnlichen apparativen Anordnung. Fig. 17 zeigt Suttons Anordnung. Die in F erzeugten

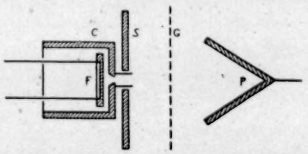


Fig. 17. Suttons Anordnung zur Messung der Ionisierungsfunktion von Alkaliionen.

Ionen treten unter besonderen Schutzmaßnahmen in den Ionisationsraum zwischen S und G ein. Die positive Auffangplatte S ist so geschützt situiert, daß Sekundärelektronen, die an der Blende C (auf dem gleichen Potential wie F) ausgelöst werden, sie nicht erreichen können. Die im Gas zwischen S und G erzeugten Elektronen gelangen auf den Auffänger S (die wenigen an dem feinen Gitter G ausgelösten Sekundärelektronen fälschen den Wert etwas). Die primären Ionen werden in P gemessen und die große, hier ausgelöste Sekundärelektronenmenge wird durch ein kleines Potential zwischen G und P unschädlich gemacht. Sutton arbeitet mit Galvanometern und muß daher höhere Drucke anwenden (was mehrfache Stöße bedingt) als Beeck, der mit Elektrometern arbeitet. Beeck ist daher in der Lage, die bei sehr niedrigen Drucken (Einzelstößen) auftretende lineare Druckabhängigkeit der Ionisation zu beobachten und so zu gewissem Grade unabhängig von der Sekundäremission die Ionisierungsfunktion aus der Neigung der Druckgeraden für verschiedene Ionengeschwindigkeiten zu gewinnen. Eine weitere Verfeinerung bedeutet bei Beeck die Verwendung eines Massenspektrographen zur Ionenidentifizierung.

Sutton veröffentlichte als erster seine Versuche mit K^+ in Argon, und später zusammen mit Mouzon Versuche mit K^+ in Neon und Helium. Beeck fand bei systematischer Untersuchung sämtlicher Alkaliionen in sämtlichen

1) H. Kallmann, W. Lasareff und B. Rosen, Zeitschr. f. Phys. **76**, 213, 1932.
2) Otto Beeck, Zeitschr. f. Phys. **76**, 799, 1932.
3) C. J. Brasefield, Phys. Rev. **42**, 1, 1932.

Edelgasen die in Fig. 18 für 500-Volt-Ionenstrahlen wiedergegebene Selektivität (Quantitatives weiter unten), die dann auch von Sutton und Mouzon bestätigt werden konnte. Beeck und Mouzon (26) haben dann ferner

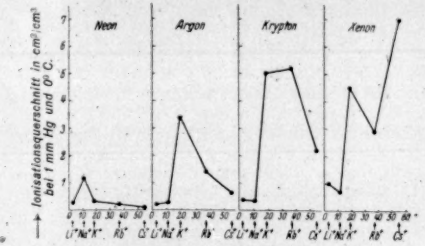


Fig. 18. Ionengeschwindigkeit 500 Volt. Der Ionisationsquerschnitt in Abhängigkeit von der Atomnummer (nach Beeck und Beeck-Mouzon).

einen bemerkenswert scharfen Einsatz in sämtlichen Alkaliionen-Edelgaskombinationen feststellen können (Fig. 20), und schließlich hat Mouzon (27) mit der für diesen Zweck veränderten Beeckschen Apparatur die Ionisierungsfunktionen von Neon und Argon mit sämtlichen Alkaliionen bis 2000 Volt verfolgt. Eine dieser Änderungen ist prinzipieller Natur. Während in der ersten Beeckschen Anordnung im äußerst ungünstigsten Falle Primärionen, die durch größere Winkel als 20° gestreut sind, nicht mehr erfaßt werden, werden bei Mouzon unter sonst gleichen geometrischen Bedingungen sämtliche Primärionen erfaßt. Für den Fall beträchtlicher Streuung $> 20°$ müssen die Werte von Mouzon daher tiefer liegen. Fig. 19 zeigt, daß in Neon und Argon für sämtliche Kombinationen eine solche Streuung nur bei K^+ in A auftritt, wo die Kurve von Mouzon bedeutend tiefer liegt[1]). Es nimmt also nicht Wunder, daß gerade in diesem Falle die quantitativen Ergebnisse verschiedener Autoren (Sutton, Beeck, Frische, Nordmeyer) besonders stark voneinander abweichen. Da nun die gestreuten Primärionen im Falle Beeck und Mouzon beträchtliche Mengen Sekundärionen auslösen können[1]), so sind für diesen Fall auch Mouzons Werte noch zu hoch und wir können wohl annehmen, daß die kürzlich von Nordmeyer (28a) veröffentlichte Ionisierungsfunktion von A durch K^+ den zur Zeit besten Wert darstellt. In allen anderen Fällen sollten die Werte von Beeck und Mouzon auch quantitativ richtig sein[2]).

Nordmeyers Methode unterscheidet sich von denjenigen der anderen Autoren wesentlich durch Benutzung eines transversalen elektrischen Feldes zur Abscheidung der gebildeten Ionenpaare, und zwar in der Form eines Zylinderkondensators, in dem der Ionenstrahl die drahtförmige Mittelbelegung wie eine Röhre umschließt.

Die Anordnung von Frische (28) ist derjenigen von Sutton sehr ähnlich. Er arbeitet mit K^+-Ionen, bestätigt die Resultate von Beeck und Mouzon und glaubt auch in He und H_2 Ionisierung nachweisen zu können, in letzterem Fall erst bei Ionenenergien über 1600 Volt. Ferner werden N_2, CO und Hg untersucht.

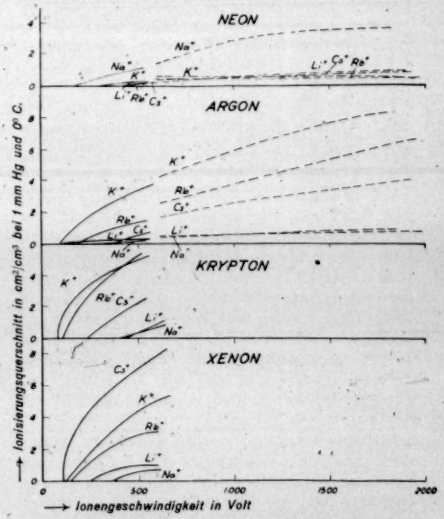


Fig. 19. Der Ionisierungsquerschnitt von Edelgasen gegenüber Alkaliionen (numerisch gleich der Ionisierungsfunktion π^+, vgl. S. 15).
—— Beeck, Beeck-Mouzon. – – – Mouzon.

1) Der Vergleich zwischen den Messungen von Beeck und Mouzon wurde bisher nicht durchgeführt, da ein systematischer Fehler in den Mouzonschen Messungen (die sämtlich zu hoch ausfallen) noch nicht geklärt war. Diese Abweichung hat sich inzwischen als ein Fehler in der Druckmessung herausgestellt, und zwar dadurch verursacht, daß das sonst sorgfältigst ausgemessene McLeod Manometer anstatt mit einer Millimeterskala mit einer Skala in zwanzigsteln eines englischen Zoll versehen war. Dies war nicht bemerkt worden. Da der Skalenfehler bei der Druckmessung quadratisch eingeht, erniedrigen sich sämtliche Werte von Mouzon in Argon und Neon und sämtliche Werte von Beeck-Mouzon in Krypton und Xenon (wo dasselbe Manometer verwendet wurde) um etwa 38 Proz. Die Fig. 18 und 19 sind dementsprechend korrigiert.

1) Da bei kleinen Drucken diese Streuung proportional dem Druck ist, bleibt, wie im Falle Beeck (K^+ in A), die Druckgerade bestehen, doch ist ihre Neigung zu groß.

2) Noch nicht bewiesen für Krypton und Xenon.

Bei der großen Menge des vorliegenden Versuchsmaterials sind die Kurven von Sutton nicht wiedergegeben, zumal die Kurven von Beeck, die offensichtlich eine Verbesserung der quantitativen Werte bedeuten, methodisch ähnlich gewonnen sind[1]). Fig. 19 gibt sämtliche[2])

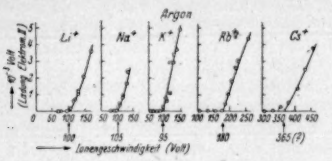


Fig. 20. Ionisierungspotentiale von Alkaliionen in Argon (nach Beeck-Mouzon).

Ionisierungsfunktionen π^+ und Fig. 20 gibt ein Beispiel für die Einsatzpotentiale, die in Tabelle I zusammengestellt sind.

Tabelle I.

Ionisationspotentiale der Edelgase in Volt Ionenenergie.

	Li^+	Na^+	K^+	Rb^+	Cs^+
Ne	307	175	320	423	437
A	100	105	95	180	~ 365
Kr	~ 420	~ 400	80	100	243
Xe	250	~ 360	120	145	105

Zusammenfassung. Alkaliionen in Edelgasen haben ein scharfes Ionisationspotential (Beeck-Mouzon). Für sämtliche Alkaliionen in einem Edelgas ist dies Potential am niedrigsten, der Einsatz am steilsten und die Ausbeute am größten für das dem Edelgas im periodischen System benachbarte Alkaliion. (Eine Ausnahme macht Krypton, das unterhalb von etwa 400 Volt stärker von K^+ als von Rb^+ ionisiert wird.) Die jeweilige maximale Ausbeute in allen Edelgasen durch das ihm benachbarte Alkaliion scheint um so größer zu sein, je größer das Edelgasatom ist (Beeck, Sutton, Mouzon). Die Kurven für Neon und Argon von Beeck und von Mouzon haben Anspruch auf quantitative Richtigkeit mit Ausnahme von K^+ in Argon, für das die Kurve von Nordmeyer gilt. Krypton und Xenon sind quantitativ noch nicht gesichert. Die Ausbeute ist im allgemeinen gering, nimmt jedoch in den Maximalfällen Werte an, die den Ausbeuten beim Elektronenstoß vergleichbar sind. In einigen Kombinationen ist die maximale Ausbeute bereits unterhalb 2000 Volt Ionengeschwindigkeit erreicht.

H^+ und A^+ in Wasserstoff und Argon. Goldmann findet mit der auf S. 45 beschriebenen Apparatur in Übereinstimmung mit indirekten Angaben von Dempster und Ramsauer-Mitarbeitern keine Ionisation von He, H_2 und A beim Durchgang von Protonen bis 4000 Volt Geschwindigkeit. Wolf findet für A^+ in A den Einsatz der Ionisation bei etwa 300 Volt und folgenden langsamen Anstieg der Ionisierungsfunktion (vgl. Fig. 16). Wolfs Resultat konnte Brasefield (29), der mit einem K^+-K^0-Gemisch arbeitet, bestätigen.

III. Theoretischer Teil.

Franck (30), Joos und Kulenkampff (31) und andere (32) haben schon früh darauf hingewiesen, daß man beim Ionenstoß nicht erwarten darf, daß die ganze kinetische Energie des Ions in Ionisations- oder Anregungsenergie übergehen kann, da die Masse des Ions von derselben Größenordnung ist wie die des gestoßenen Atoms und ein Teil der Energie, die Schwerpunktsenergie, nicht zur Ionisation zur Verfügung steht. Wenn E_i die kinetische Energie des Ions, E_S die Schwerpunktsenergie und E_W die zur Verfügung stehende wirksame Energie sind, so gilt:

$$E_i = E_S + E_W$$

$$E_S = \frac{M_i}{M_i + M_A} E_i$$

$$E_W = \frac{M_A}{M_i + M_A} E_i,$$

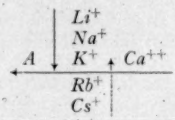
wobei M_A und M_i die Massen des Atoms bzw. des Ions bedeuten. Trägt man nun Q_i über E_W anstatt über E_i als Abszisse auf und vergleicht so das reichhaltige Material Alkaliionen-Edelgase, so ist die in Fig. 18 wiedergegebene Selektivität zwar etwas geschwächt, bleibt aber ausgesprochen erhalten; auch die Einsatzpotentiale E_i liegen in größerer Zahl zwischen 50 und 100 Volt, aber auch sie bleiben noch beträchtlich über den zu erwartenden Werten. (Natürlich müßte man auch die gegenseitige Polarisation der Stoßpartner berücksichtigen.)

Zwicky (33) führt die Ionisation auf eine adiabatische Störung in Form einer elastischen Welle zurück, die das stoßende Ion im ruhenden Atom erzeugt. Für die Periode ergibt sich die Größenordnung $T = 10^{-12}$ Sekunden, während die Größenordnung der Periode des Elektrons im Atom $T = 10^{-15}$ Sekunden ist. Diese elastische Welle

1) Die Unsicherheiten in einigen von Beecks ersten Kurven in der Nähe des Einsatzes konnten leicht durch seine späteren Resultate ausgeglichen werden.

2) Die Messungen in Helium sind nur qualitativer Natur, da die Ausbeute sehr gering ist. Sie sind in Fig. 19 nicht wiedergegeben. Die Ausbeute ist mit Li^+-Ionen (wie nach Fig. 20 zu erwarten) am größten.

kann ein maximales effektives Impulsmoment J_{eff} auf eins der Atomelektronen mit der Masse μ übertragen[1]). Wenn $J_{eff}/2\,\mu > e_p$ ist, so wird das Elektron herausgeworfen, wobei e_p das Ionisierungspotential des „Pseudomoleküls" ist, als das die beiden Stoßpartner in dem Zeitpunkt größter Annäherung angesehen sein mögen. Nun ist J_{eff} aber ein Maximum für $M_i = M_A$, d. h. wenn die Massen beider Stoßpartner gleich sind und — so nimmt Zwicky an — ist um so kleiner, je größer M_i und M_A ist, weil die Ionisationspotentiale der einzelnen Partner mit wachsendem M fallen. Diese einfachen Betrachtungen geben also roh die Erfahrung wieder. Die Verfeinerungsmöglichkeiten (Berücksichtigung der Polarisation usw.) deutet Zwicky nur an. Eine Verallgemeinerung dieser Überlegungen führt z. B. für Argon zu folgendem Ionisationsschema:



Für gleiche kinetische Energie der stoßenden Partikel nimmt die Ionisation in Richtung der Pfeile zu, ist also für A in A am größten, was experimentell bestätigt ist (vgl. S. 45, Ausblick).

W. Weizel und O. Beeck (34) betrachten die beiden Stoßpartner im Stoßzustand als Molekül und wenden — vornehmlich zur Deutung der hohen Einsatzpotentiale — die Methoden der Molekültheorie auf diesen Zustand an. Die Potentialkurven für die Grundzustände und die ionisierten Zustände schneiden sich im allgemeinen. In der Nähe des Schnittpunktes, dem sogenannten Störgebiet, kann ein Auger-Effekt eintreten, das ist ein strahlungsloser Übergang vom Anfangszustand in den ionisierten Zustand unter Abtrennung eines Elektrons. Dieser Auger-Effekt kann bei kleinen Kernabständen unmittelbar auftreten (Fig. 21). Es ist aber auch denkbar, daß die normale Kurve I (Fig. 22) nicht die Ionenkurve III, sondern die Kurve II schneidet, die zu einem doppelt angeregten Atom nach der Trennung gehört. Im letzteren Falle setzt der Auger-Effekt erst während oder nach der Trennung ein. Dies als Beispiel für die beiden wesentlichen der möglichen Fälle. Um nun aber den beiden Stoßpartnern eine solche Kernannäherung zu ermöglichen, daß man in ein Störgebiet gelangt, muß man kinetische Energien haben, die offensichtlich (zumal man annehmen muß, daß die Energiekurven der Systeme Edelgasionen-Alkaliionen mit kleiner werdendem Kernabstand schon wegen der elektrostatischen Abstoßung ansteigen) weit über der Ionisierungsspannung des Edelgases liegen müssen.

Fig. 21. —— Normale Atome. ----- ionisiertes System. ○ Störgebiet.

Diese Erklärung scheint auch quantitativ richtige Ergebnisse zu liefern, wie eine bereits nach Fertigstellung dieses Berichtes erschienene Arbeit von Stueckelberg (34a) zeigt. Stueckelberg arbeitet eine dem Wentzel-Kramers-Brillouinschen Verfahren entsprechende Anschlußmethode der Näherungsfunktionen zweier gekoppelter Differentialgleichungen aus und wendet sie unter anderem auf den Weizel-Beeckschen Fall an. Unter gewissen Annahmen für die Koordinaten der Überschneidungsstelle wird für den Fall K^+ in Argon eine gute Übereinstimmung der Theorie mit der Nordmeyerschen experimentellen Ionisierungsfunktion gefunden.

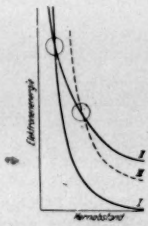


Fig. 22. I: Normaler Zustand. II: Doppelte Anregung. III: Ionisation. ○ Störgebiet.

F. London[1]) führt den unelastischen Stoßprozeß auf eine besondere Art de Broglie scher

[2]) J_{eff} ist natürlich proportional dem Impulsmoment J, also $J_{eff} = \alpha J$. α bestimmt sowohl das Einsatzpotential wie die Ausbeute und ist von den Atomfaktoren abhängig.

[1]) Die Mitteilung in diesem Abschnitt verdankt der Verfasser einer bisher unveröffentlichten brieflichen Mitteilung von Herrn Dr. London und dankt für die Erlaubnis ihrer Veröffentlichung. Es sei speziell verwiesen auf die Arbeit von F. London: „Zur Theorie nichtadiabatischer Prozesse", die dieser Bemerkung zugrunde liegt (siehe speziell S. 172) (14).

Beugungserscheinung zurück. Es kommt dabei nicht auf die Wellenzahl $\frac{1}{\lambda}$ an, die ja schon bei Ionen mittlerer Spannungen sehr groß ist, sondern auf die Differenz der beiden Wellenzahlen vor und nach dem Prozeß:

$$\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{h}\{2M(AE + V)} - \{2MV.$$

Diese Differenz nimmt nun mit wachsendem V ab und die Wellenlänge der Differenzschwingung ist erst bei Energien, wie denen im experimentellen Teil betrachteten, von atomarer Größenordnung. Der plötzliche Einsatz des Ionisierungsprozesses wird im wesentlichen durch einen Faktor $e^{-\frac{R_0}{h}[\{2M(AE+V)} - \{2MV]}$ charakterisiert ($R_0 \sim 10^{-8}$ bis 10^{-9} cm). Dieser Faktor ist praktisch null, wenn

$$R_0 \frac{\{MAE}{h} \gg 1 \quad \text{falls nicht} \quad v \gg \frac{MR_0}{\hbar^2}(AE)^2$$

ist. Hiernach werden die hohen Einsatzpotentiale also auch auf eine Reaktionshemmung zurückgeführt, die mit den von Franck und anderen diskutierten Hemmungen, die durch die Größe des Massenverhältnisses der Stoßpartner bedingt sind, nichts zu tun haben.

E. Anregung durch Stoß positiver Ionen.

Wir haben im Kapitel D gesehen, daß nach Franck u. a. nur ein von den Massen der Stoßpartner abhängiger Energiebetrag zur Anregung zur Verfügung steht, und wir haben ferner gesehen, daß in gewissen Fällen, nämlich dann, wenn die Neutralisationsenergie des Ions größer ist als die Ionisationsenergie des Atoms, selbst bei kleinen Translationsenergien eine Umladung stattfinden kann (Kapitel C) und daß im Falle überschüssiger Neutralisationsenergie dieser Überschuß zur Anregung verwendet werden kann. Schließlich haben wir gesehen, daß im Falle der Ionisation das Massenverhältnis nicht mehr allein maßgeblich ist und die großen auftretenden Reaktionshemmungen (Einsatzpotentiale um 100 Volt) z. B. molekültheoretisch (Weizel-Beeck) aus dem Schneiden zweier Potentialquoten erklärt werden müssen. Dies zeigt, daß die Anregung durch Ionenstoß in den verschiedenen Energiebereichen sehr verschiedene Gründe haben mag, also selbst unter den einfachsten experimentellen Bedingungen eine sehr komplexe Erscheinung ist. Nur ganz wenige Untersuchungen liegen vor, die unter den in der Einleitung geforderten einfachen Versuchsbedingungen vorgenommen sind.

J. Stark (35) hat bereits 1904 den Versuch gemacht, Ionen durch ein Querfeld aus einer gewöhnlichen Gasentladung herauszuziehen und hat mit solchen Ionen von 50 Volt Energie noch Anregung erhalten. Hier, wie bei einer späteren Arbeit von Rodenstock (36), sind jedoch zu viele Möglichkeiten, das sehr schwache Leuchten auf Resonanzfluoreszenz usw. zurückzuführen. Dempster (37) arbeitet durch Verwendung ablenkender elektrischer und magnetischer Felder methodisch einwandfrei und findet in Wasserstoff noch Lichtanregung durch Wasserstoffkanalstrahlen von 5 Volt. Nach dem zu Anfang dieses Kapitels Gesagten scheint dies sehr unwahrscheinlich und mag vielleicht durch Gasverunreinigungen bedingt sein.

Tate (38) und später Jones (39) sind die ersten, die mit Glühanoden arbeiten. Tate läßt Natriumionen auf Quecksilberatome treffen. Er findet bei 40 Volt Ionenenergie das gesamte *Hg*- und *Na*-Spektrum, im Gegensatz zu Jones, der findet, daß 160 Volt zur Anregung der Linie 2537 und 640 Volt für die nächstfolgenden Terme nötig sind. Kirchstein (40) hat 1930 dann dieselben Versuche mit denkbar größter Vorsicht wieder aufgenommen. Er verwendet eine Kunsman-Quelle, die den durch ein feines Netz gebildeten zylindrischen Anregungsraum teilweise umhüllt. Er konnte noch bei 35 Volt Natriumionenenergie die Anregung der Linie 2537 nachweisen.

Bei 50 Volt führt von 10^5 Stößen nur einer zur Anregung.

Auch Hanle und Larché (48), die kürzlich in den Ergebnissen der exakten Naturwissenschaften (Bd. 10, 1932) ausführlich über das Leuchten beim Ionen- und Atomstoß und Stößen zweiter Art berichtet haben, kommen neuerdings [Vortrag auf der 8. Deutschen Physikertagung (41)] zu einer Anordnung, die ihnen erlaubt, den Ionenstoß unter den in diesem Bericht angestrebten einfachen Bedingungen zu untersuchen. Die Ionen werden längs eines Elektronenstrahls erzeugt und durch ein Querfeld herausgezogen und gelangen durch Blenden und elektrische Felder in den Anregungsraum (Einzelheiten sind noch nicht bekannt). Mit dieser Anordnung konnte z. B. gezeigt werden, daß die Anregungsfunktion der roten *Ne*-Linie im Bereich zwischen 100 und 1200 Volt bei Anregung durch Ne^+-Ionen stetig ansteigt, daß Quecksilber schon bei 15 Volt durch Hg^+-Ionen angeregt wird und bei 350 Volt die Tripletlinie 4358 mit einer absoluten Ausbeute von 14 Proz. der gaskinetischen Stöße angeregt wird. Besonders interessant ist die Feststellung, daß beim

Zusammenstoß von Hg^{+++} mit Hg von etwa 50 Volt ab die Hg^{++}-Linie 4797 erscheint, die als Umladung nach dem Schema

$$Hg^{+++} + Hg = Hg^{++}_{\text{angeregt}} + Hg^{+}$$

aufzufassen ist.

In einer kürzlich nach Fertigstellung dieses Berichtes erschienenen längeren Arbeit diskutiert Döpel (41a) den Korpuskularstoß an Hand zahlreicher Versuche, die sich mit dem Stoß von Protonen und H-Atomen auf verschiedene Atome und der dadurch bewirkten Anregung beider Stoßpartner befaßt. Nachdem gezeigt wird, daß die Anregung von He durch Protonen von 2—40 kV unterhalb der Beobachtungsgrenze liegt, werden sämtliche Versuche mit H-Atomstrahlen durchgeführt. Hierüber zu berichten — obwohl engstens mit dem Thema verknüpft — würde über den Rahmen dieses Artikels hinausgehen und muß daher einer Ergänzung vorbehalten bleiben, die sämtliche Neutralstrahlenarbeiten berücksichtigt (vgl. Anmerkung 1, S. 1).

F. Dissoziation durch stoßpositive Ionen.

Leipunsky und Schechter (42) schicken Alkaliionen bekannter Energie in Wasserstoff. Die Dissoziation des H_2 in $H + H$ wird durch Verminderung des Druckes im Gefäß nachgewiesen. Der atomare Wasserstoff wird nämlich (nach Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 36, 1708, 1914) energisch an den Glaswänden adsorbiert. Eine ausgeprägte Energieschwelle, bei der die Dissoziation durch Alkaliionen einsetzt, ist nicht nachzuweisen. Ein merklicher Effekt setzt jedoch etwa bei folgenden Ionengeschwindigkeiten ein:

K^+-Ionen = 260 Volt,
Na^+-Ionen = 160 Volt,
Li^+-Ionen = 80 Volt.

Unter Berücksichtigung der Schwerpunktsenergie nach Franck u. a. (vgl. S. 48) und obiger Daten kommen Leipunsky und Schechter zu einer Energiebilanz, aus der sie auf folgende Reaktion als die wahrscheinlichste schließen:

$$K^+ + H_2 \rightarrow K^+ + H_{2\,\text{angeregt}},$$
$$H_{2\,\text{angeregt}} + H_2 \rightarrow H_2 + H + H.$$

Da diese Reaktion jedoch Schwierigkeiten für die Erklärung chemischer Reaktionen bringt, scheint eine Reaktion im Sinne Weizel-Beeck oder auch im Sinne Londons (vgl. S. 49) wahrscheinlicher.

G. Nachtrag bei der Korrektur; Streuung langsamer Protonen.

Die Streuung langsamer Ionen in Gasen war bisher niemals der eigentliche Zweck einer Experimentaluntersuchung gewesen, so daß es nicht wert schien, ihr ein besonderes Kapitel zu widmen. Die Informationen hierüber, die sich als Nebenresultate anderer Arbeiten ergaben, sind daher zwanglos in den Stoff eingeordnet.

Inzwischen haben jedoch C. Ramsauer und R. Kollath (43) die Streuung von langsamen Protonen an Gasmolekülen eingehend untersucht und zwar mit der zur Messung der Streuung langsamer Elektronen benutzten 11-Zonenapparatur. Die Streuung findet im Zentrum einer Hohlkugel statt, die senkrecht zur Protonenstrahlrichtung in 11-Zonen geteilt ist, so daß jeder Zone ein mittlerer Streuwinkel zugeordnet ist. Ein Netz vor den Zonen erlaubt eine Geschwindigkeitsanalyse der gestreuten Protonen. Die Reflexion der Protonen und die durch die Protonen bei Auftreffen auf die Apparaturteile verursachte Sekundärstrahlung wurde zuvor eingehend untersucht und konnte daher in Rechnung gestellt werden.

Untersucht wurde die Protonenstreuung in den Gasen He, A, H_2, CH_4 in einem Geschwindigkeitsbereich von 30—120 Volt und einem Streuwinkelbereich von 15—167°. Mit Hilfe von Gegenspannungskurven konnten in Helium und Argon zwei völlig getrennte Geschwindigkeitsgruppen der gestreuten Protonen nachgewiesen werden, solche von großer Geschwindigkeit und solche von nur wenigen Volt. Die schnellen Teilchen verhalten sich dabei wie elastisch gestreute Kugeln des gegebenen Massenverhältnisses in völliger Übereinstimmung von Rechnung und Versuch. Das Verhältnis der gestreuten schnellen Teilchen zu den langsamen Teilchen nimmt mit wachsender Protonengeschwindigkeit und wachsendem Streuwinkel ab. In Methan ist die elastische Streuung nicht einmal andeutungsweise vorhanden; die gestreuten Teilchen bestehen nur aus langsamen Teilchen. Das gilt auch für Wasserstoff, wo allerdings bei kleinen Streuwinkeln die schnellen Teilchen noch einen merkbaren Prozentsatz der Streuung bilden.

Die Winkelverteilungskurven der elastisch gestreuten Protonen fallen in He und A monoton nach größeren Streuwinkeln hin ab, wobei die starke Streuung unter kleinen Streuwinkeln bemerkenswert ist.

Die Absolutauswertung zeigt in He überwiegend elastische Streuung der Protonen. Bezieht man in He und A die Streukurven auf den ruhenden Schwerpunkt, so nähern sich beide in ihrem Verlauf, wobei die He-Kurve jedoch

merklich steiler abfällt. Die Heliumkurve zeigt weder Gleichverteilung, wie beim Stoß elastischer Kugeln, noch reine Kernstreuung; die Kurve liegt zwischen beiden und ist der Kernstreuungskurve ähnlich.

H. Literaturverzeichnis.

0) W. Aich, Zeitschr. f. Phys. **9**, 372, 1922.
1) A. J. Dempster, Proc. Nat. Ac. Sc. **11**, 552, 1925; Phil. Mag. **3**, 115, 1927.
2) G. P. Thomson, Phil. Mag. **1**, 961, 1926; **2**, 1076, 1926.
2a) A. C. Law u. G. Mutch, Phil. Mag. **10**, 297, 1930.
3) R. E. Holzer, Phys. Rev. **36**, 1204, 1930; **38**, 585, 1931.
4) C. Ramsauer, R. Kollath u. D. Lilienthal, Ann. d. Phys. **8**, 702, 1931.
5) C. Ramsauer u. O. Beeck, Ann. d. Phys. **87**, 1, 1928.
6) F. M. Durbin, Phys. Rev. **30**, 844, 1927.
6a) A. J. Dempster, Phys. Rev. **8**, 651, 1916.
7) R. B. Kennard, Phys. Rev. **31**, 423, 1928; **35**, 1129, 1930.
8) J. S. Thomson, Phys. Rev. **35**, 1196, 1930.
9) J. W. Cox, Phys. Rev. **34**, 1426, 1929.
10) F. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **72**, 42, 1931.
11) G. P. Harnwell, Phys. Rev. **29**, 683 u. 830, 1927.
12) T. R. Hogness u. E. G. Lunn, Phys. Rev. **30**, 26, 1927.
13) H. Kallmann u. B. Rosen, Zeitschr. f. Phys. **58**, 52, 1929; **61**, 61, 1930; **64**, 806, 1930.
13a) F. M. Penning u. C. F. Veenemans, Zeitschr. f. Phys. **62**, 746, 1930.
14) H. Kallmann u. F. London, Zeitschr. f. phys. Ch. **2**, 207, 1929.
15) F. Goldmann, Ann. d. Phys. **10**, 460, 1931.
16) R. Döpel, Naturw. **19**, 179, 1931.
17) H. Bartels, Ann. d. Phys. **14**, 575, 1932.
18) F. Wolf, Zeitschr. f. Phys. **74**, 575, 1932.
19) E. v. Bahr u. J. Franck, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 57, 1914.
20) V. J. Pavlov, Proc. Royal Soc. London A, **90**, 348, 1914.
21) A. C. Davies u. F. Horton, Proc. Royal Soc. London A, **95**, 333, 1919.
22) W. I. Hooper, J. Franklin-Inst. **201**, 311, 1926.
23) R. W. Gurney, Phys. Rev. **32**, 795, 1928.
24) T. J. Câmpan, Phys. Zeitschr. **30**, 858, 1929.
25) R. M. Sutton, Phys. Rev. **33**, 364, 1929; R. M. Sutton u. J. C. Mouzon, Phys. Rev. **35**, 694, 1930; **37**, 319, 1931.
26) O. Beeck, Ann. d. Phys. **6**, 1001, 1930; O. Beeck u. J. C. Mouzon, Ann. d. Phys. **11**, 737 u. 858, 1931.
27) J. C. Mouzon, Phys. Rev. **41**, 605, 1932.
28) C. Frische, Phys. Rev. **43**, 160, 1933.
28a) M. Nordmeyer, Ann. d. Phys. **16**, 697, 1933.
29) C. J. Brasefield, Phys. Rev. **42**, 11, 1932.
30) J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **25**, 312, 1924.
31) G. Joos u. H. Kulenkampff, Phys. Zeitschr. **25**, 257, 1924.
32) C. Eckart, Science **62**, 265, 1925.
33) F. Zwicky, Proc. Nat. Ac. Sc. **18**, 314, 1932.
34) W. Weizel u. O. Beeck, Zeitschr. f. Phys. **76**, 250, 1932.
34a) E. C. G. Stueckelberg, Helvetica Physica Acta **5**, 369, 1932.
35) J. Stark, Ann. d. Phys. **13**, 390, 1904.
36) H. Rodenstock, Darmstädter Dissertation 1927.
37) A. J. Dempster, Phys. Rev. **8**, 651, 1916.
38) J. Tate, Phys. Rev. **23**, 293, 1924.
39) E. J. Jones, Phys. Rev. **29**, 611, 1927.
40) B. Kirchstein, Zeitschr. f. Phys. **60**, 184, 1930.
41) W. Hanle und K. Larché, Phys. Zeitschr. **33**, 884, 1932.
41a) R. Döpel, Ann. d. Phys. **16**, 1, 1933.
42) A. Leipunsky u. A. Schechter, Zeitschr. f. Phys. **59**, 857, 1930.
43) C. Ramsauer und R. Kollath, Ann. d. Phys. **16**, 570, 1933.

Zusammenfassende Berichte.

43a) Franck u. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße; Struktur der Materie Bd. III. Berlin 1926; dasselbe: Handbuch: Geiger-Scheel Bd. XXI, S. 731.
44) L. Loeb, Science **66**, 627, 1927.
45) G. P. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1928.
46) K. T. Compton u. I. Langmuir, Electrical Discharges in Gases; Review of modern Phys. **2**, 123, 1930; **3**, 191, 1931.
47) K. K. Darrow, Electrical Phenomena in Gases. Baltimore 1932.
48) W. Hanle u. K. Larché, Die Lichtausbeute bei Stoßanregung. Erg. d. exakt. Naturw. Bd. 10, 285, 1932.
49) E. W. Pike, Der kathodische Teil der Glimmentladung I. Phys. Zeitschr. **33**, 457, 1932.
50) E. V. Condon, Quantum Mechanics of Collision Processes. Rev. of mod. Phys. **3**, 43, 1931.
51) P. M. Morse, Rev. of mod. Phys. **4**, 577, 1932.

z. Z. California Institute of Technology.

(Eingegangen 7. April 1933.)

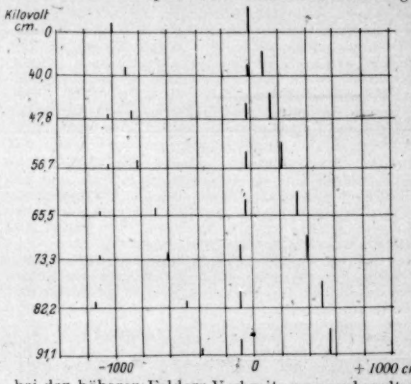
ZUSCHRIFTEN.

Stark-Effekt der Heliumlinie 5876 mit hoher Auflösung.

Von Rudolf Ritschl.

Der Starkeffekt der gelben Heliumlinie 5876 (D_3) wurde zuletzt von Ishima und Kamijima (Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo, **9**, 117, 1928) nach der Kathodenschichtmethode mit einem Prismenapparat untersucht. Erst bei Feldern von 200 Kilovolt/cm an wurde eine Violettverschiebung der p-Komponente sowie eine Aufspaltung der s-Komponente in zwei Komponenten, deren eine mit wachsendem Feld nach Violett verschoben wird, die andere nahezu feldunabhängig ist, gemessen.

Bei der komplexen Struktur der Linie ohne Feld schien es wünschenswert, den Starkeffekt dieser Linie mit so hoher Auflösung zu untersuchen, daß das Verhalten der einzelnen Komponenten im elektrischen Feld verfolgt werden konnte. Auf Veranlassung von Herrn Präsidenten Stark wurde daher die Untersuchung der in einem Kanalstrahlrohr erzeugten Linie mit einem Fabry-Perot-Interferometer in Angriff genommen. Es wurde ein lichtstarkes Kanalstrahlrohr mit gekühlter Anode konstruiert, bei dem der Kathodenschlitz eine Länge von 30 mm und eine Breite von 1 mm hat. Es konnten Aufnahmen der gelben Heliumlinie mit dem Interferometer in Verbindung mit einem Zeissschen 3-Prismenapparat in einer Stunde erhalten werden. Die ersten Resultate, die bei einem Feldbackenabstand von 0,9 mm erhalten wurden, zeigt für die s-Komponente die Figur. Die ohne Feld vorhandenen Komponenten spalten mit wachsender Feldstärke in je zwei Komponenten auf, von denen jedesmal die schwächere eine schwache Rotverschiebung, die stärkere eine wahrscheinlich quadratische Violettverschiebung zeigt. Die violettverschobene Komponente der stärkeren Linie zeigt



bei den höheren Feldern Verbreiterung und spaltet anscheinend selbst weiter auf. — Die p-Schwingung verhält sich bis zu den gemessenen Feldstärken analog der s-Schwingung. Die Untersuchungen werden fortgeführt.

Physikal. Techn. Reichsanstalt, Berlin-Charlottenburg, 15. Dezember 1933.

BESPRECHUNGEN.

Marcel Boll, L'idée générale de la mécanique ondulatoire et de ses premières applications. 71 S. Mit 3 Fig. Paris 1932. Hermann et Cie. éditeurs. Fr. 15.—.

Das Büchlein ist für Leser bestimmt, die das Bohrsche Atommodell kennen und deren mathematische Vorbildung bis zur Differentialgleichung der schwingenden Saite reicht. In einer möglichst elementaren Form wird an einfachen Beispielen die neue Fassung der Atomphysik dargelegt.

Die ersten zwei Kapitel bringen reine Theorie: die Verbindung von Mechanik und Optik und — von dieser ausgehend — die Unbestimmtheitsrelationen. In den weiteren Kapiteln zeigt der Verfasser die Theorie in verschiedenen Anwendungen: Energieniveaus eines Atoms, chemische Affinität, elektrische Leitfähigkeit.

Das Büchlein eignet sich für Leser, die die Wellenmechanik kennenlernen wollen, ohne daß es natürlich möglich ist, sie in solcher Kürze zu einem tieferen Verständnis zu führen. Siegert.

P. Debye, Struktur der Materie. Vier Vorträge. Gr.-8°. IV und 50 S. Mit 21 Abb. Leipzig 1933. S. Hirzel. Kart. RM 3.—.

Der glückliche Gedanke Debyes vier an verschiedenen Stellen gehaltene Vorträge in dieser ansprechenden Form allgemein zugänglich zu machen, wird allgemein begrüßt werden. Jeder einzelne der vier Vorträge ist ein ausgezeichnetes Beispiel dafür, wie auch recht verwickelte Gegenstände der modernen Molekularphysik leicht verständlich darzustellen sind. Die Themen sind: die interferometrische Vermessung von Molekülstrukturen (Beugung von Röntgen- bzw. Elektronenstrahlen an Gasmolekülen); die elektrische Struktur der Moleküle (Dipolmomente); die molekulare Struktur von Flüssigkeiten (Aufspaltung der Rayleigh-Streuung, Beugung von Röntgenstrahlen in Flüssigkeiten); die Struktur von Elektrolytlösungen. Alle vier Gegenstände liegen, wie man sieht, in der Zone, die nicht nur für den Physiker und den Physiko-Chemiker, sondern auch für jeden tiefer interessierten Chemiker wichtig ist; sie gehören außerdem zu den Gebieten, zu denen der Verfasser und sein Laboratorium entscheidende theoretische und experimentelle Fortschritte beigesteuert haben. Das kleine Buch mit seinen lebendigen und anregenden Ausführungen wird bestimmt einen weiten und dankbaren Leserkreis finden. L. Ebert.

A. March, Einführung in die Atomphysik. In allgemeinverständlicher Darstellung. Gr.-8°. IV und 115 S. Mit 34 Abb. im Text. Leipzig 1933. J. A. Barth. Steif brosch. RM 6.—.

Das Buch soll diejenigen Leser zum Verständnis der modernen Atomphysik führen, die sich nur

für ihren physikalischen Inhalt, nicht aber für ihre mathematische Fassung interessieren, also etwa den Chemiker, den Ingenieur, den Naturwissenschaftler und den physikalisch ein wenig vorgebildeten Laien. Es beginnt mit der Besprechung der experimentellen Tatsachen, die über die klassische Physik hinausweisen. Im zweiten Kapitel werden die Grundgedanken der neuen Physik dargelegt (Unbestimmtheitsrelationen, Prinzip der Wellenmechanik, klassische Physik als Grenzfall der neuen). Die weiteren Kapitel bringen Anwendungen (*H*-Atom, Stern-Gerlach-Versuch, Mehrelektronenproblem, periodisches System), wobei die Theorie gelegentlich noch weitergeführt wird (Zustandsbegriff, Spin, Pauliprinzip). Den Schluß bilden Ausführungen über Quantenmechanik und Chemie, die bis zur Besprechung von Para- und Orthowasserstoff gelangen.

Es ist sehr zu begrüßen, daß der Verfasser sich der schwierigen Aufgabe unterzogen hat, eine Einführung in die moderne Atomphysik zu geben, die allgemein verständlich und trotzdem sehr tiefgehend ist und bis auf zwei etwas anfechtbare Stellen (S. 47: Entstehung der Eigenwerte durch Inhomogenität des Mediums, S. 82: Einführung der Wellenfunktion für zwei Elektronen) wissenschaftlich streng durchgeführt ist. Siegert.

Ergebnisse der technischen Röntgenkunde. Herausgegeben von J. Eggert und E. Schiebold. Band III: Wechselwirkung zwischen Röntgenstrahlen und Materie in Theorie und Praxis. (Röntgentagung in Münster 1932.) VIII und 211 S. Mit 114 Abb. im Text. Leipzig 1933. Akadem. Verlagsgesellschaft. Gebunden RM 18.80.

Der vorliegende dritte Band der Sammlung enthält die Pfingsten 1932 in Münster gehaltenen Vorträge. Er ist mindestens ebenso interessant und wertvoll wie die ersten beiden Bände, hat vor diesen aber den großen Vorteil einer starken inneren Geschlossenheit voraus, die durch die einleitenden Vorträge noch besonders betont wird. Auf Einzelheiten einzugehen, verbietet die Fülle des Gebotenen, wir begnügen uns mit einem kurzen Inhaltsabriß.

Der erste Teil, Theorie der Wechselwirkung zwischen Röntgenstrahlen und Materie, wird durch den Vortrag von M. v. Laue, „Die Röntgenstrahlen in ihrer Stellung zur allgemeinen physikalischen Theorie", eingeleitet. Dann folgen drei Vorträge über das Problem des Atomformfaktors (kohärent und inkohärent für Röntgen- und Kathodenstrahlen), und zwar theoretisch und experimentell: P. Debye, Streuung von Röntgen- und Kathodenstrahlen; W. Heisenberg, Über die Streuung von Röntgenstrahlen an Molekülen und Kristallen; R. W. James, Die absolute Bestimmung der Atomformfaktoren durch Versuche an Kristallen. Dann behandelt H. Mark die Dispersion der Röntgenstrahlen, die gerade jetzt durch die Untersuchung der Atomfaktoren in der Nähe von Eigenfrequenzen des Atoms wieder besonders aktuell geworden ist. Zwei röntgenspektroskopische Themen beschließen den Abschnitt: D. Coster behandelt Energieniveaus in Atomen und röntgenspektroskopische Forschung, dabei geht er auch besonders auf die Frage der Nichtdiagrammlinien ein. W. Noddack gibt in seinem Vortrag ein überzeugendes Bild von der großen Vielseitigkeit der Anwendung der Röntgenstrahlen zur chemischen Analyse.

Der zweite Teil, Neuere Apparaturen und Methoden der technischen Röntgenkunde, wird durch das Referat von J. Eggert und E. Schiebold, „Neuere Röntgentechnik", eingeleitet. Im Vordergrunde des Interesses stehen heute die Bemühungen um eine möglichst intensive Strahlenquelle (z. B. für die Röntgenkinematographie) (H. Seemann: Erregung der Röntgenstrahlen; H. Stintzing: Die Vakuumtechnik offener Entladungsröhren [Drehanode!]). Weiter wünscht man möglichst durchdringende Strahlung (H. Behnken: Anwendung extrem hoher Spannungen; F. Luft: Radiographie mit γ-Strahlen); endlich werden die Fortschritte in bezug auf Betriebssicherheit und Vielseitigkeit der Verwendung dargestellt (O. Fischer: Neue Apparate für die Materialuntersuchung [speziell transportable Geräte!]; O. Berg und W. Ernst: Über einen Röntgenspektrographen und eine Spektraluntersuchungsröhre; M. Widemann: Moderne Röntgenprüfmethoden an Schwermetallerzeugnissen). Zum Schluß werden einige speziellere Anwendungen gegeben (R. Berthold: Neue Ergebnisse der Gemäldeprüfung mit Röntgenstrahlen [mit guten Bildern z. B. vom van Gogh-Prozeß!]; F. Regler: Quantitative Messungen elastischer Spannungen; W. Schmidt: Thermische Ausdehnungsmessungen).

Als Anhang gibt E. Schiebold in dankenswerter Weise einen Bericht über „Kristallstrukturforschung 1930/32", der die auf der Tagung nicht zur Sprache gebrachten wichtigen Ergebnisse der Interferenzmethoden behandelt, wovon wir hier nur die besonders aktuelle Frage der Rotation im Gitter erwähnen wollen.

Alles in allem liegt hier ein Buch vor, aus dem gerade auch der Physiker, sowohl theoretisch wie technisch, viele fruchtbare Anregungen entnehmen kann. Man muß dem Band allerweiteste Verbreitung wünschen. Das wäre wohl die schönste Form des Dankes an die Herausgeber, den sie in ganz besonderem Maße verdient haben. L. Bewilogua.

Geiger-Scheel, Handbuch der Physik. 2. Aufl. Band XXIV, 1. Hälfte, Quantentheorie. Redigiert von A. Smekal. Gr.-8°. IX und 853 S. Mit 141 Abb. Berlin 1933. Jul. Springer. Geh. RM 76.—, geb. RM 79.—.

Ein schwerkalibriges Werk in doppelter Hinsicht! Zunächst beginnt es mit der klassischen Bohrschen Atommechanik, die von A. Rubinowicz klar und leichtverständlich dargestellt ist. Dann aber bringt W. Pauli im 2. Kapitel „Allgemeine Prinzipien der Wellenmechanik" höchste Theorie, die mit allen modernen mathematischen Hilfsmitteln ausgeführt wird. Es wäre für den, der nun einmal nicht dauernd so abstrakt denken kann wie der Verfasser, eine Erleichterung, wenn die Ausführungen an konkreten Beispielen erläutert würden, wie sie Bethe im nächsten Kapitel in reichem Maß bringt. Mancher, der gefühlsmäßig eine starke Abneigung gegen die Theorie hat, wird angesichts der Tatsache, daß auf diesen ganzen 200 Seiten nicht eine einzige experimentelle Arbeit zitiert ist, fragen, ob diese Darstellung noch etwas mit der Natur zu tun hat. Mancher aber wird weiter grübeln und zu neuen Versuchen angeregt werden. Das 3. Kapitel bringt, wie bereits erwähnt, eine große Anzahl von Beispielen atomphysikalischer Probleme. Besonders erfreulich ist es, daß

man hier einmal eine klare Darstellung der im Original schwer zugänglichen Methode des „self-consistent"-Feldes findet. Während hier quantitative Rechnungen ausgeführt werden, bringt das nächste, von F. Hund bearbeitete Kapitel „Allgemeine Quantenmechanik der Atom- und Molekülterme" mehr die qualitativen Ergebnisse, welche aus der Wellenmechanik für komplizierte, streng gar nicht lösbare Probleme folgen. Das 5., von G. Wentzel behandelte Kapitel enthält die Atommechanik der Stoßprozesse. Das 6. Kapitel, von N. F. Mott geschrieben, betrifft die Kernphysik. Es unterscheidet sich — schon durch die Sache bedingt — in seiner Art wesentlich von den vorhergehenden: nichts mehr von dem selbstsicheren Flug der theoretischen Gedanken. Vorsichtig, von der Erfahrung ausgehend, tastet sich der Verfasser vor und sucht die Richtung, in der eine Theorie des Kernbaus liegen könnte. Überblickt man die Reihe der Mitarbeiter, so möchte man das mustergültig ausgestattete Werk, das nun in die Welt hinausgeht, ein Denkmal nennen „aere perennius" der großen deutschen Schulen von München und Göttingen. Joos.

Gmelin's Handbuch der Anorganischen Chemie. Systemnummer 35: Aluminium, Teil B, Lieferung 1. Gr.-8°. IX und 308 S. Mit 8 Figuren. 8. Aufl., Berlin 1933. Verlag Chemie G. m. b. H. RM. 48.—, Subskr. RM 42.—.

Beim Aluminium sollen, wie beim Eisen, in Teil A das Element und in Teil B seine Verbindungen behandelt werden. Von dem letztgenannten Teil liegt die erste Lieferung vor. Bei der wachsenden Bedeutung der Leichtmetallwirtschaft darf dem ganzen Band ein ähnliches Interesse gewidmet werden, wie dem monumentalen Eisenwerk. Die vorliegende Lieferung enthält die Aluminiumverbindungen mit Sauerstoff, Stickstoff, Halogenen, den Elementen der Schwefelgruppe, mit Bor und Kohlenstoff. Neben dem in diesem Handbuch schon gewohnheitsmäßig Guten fällt hier die ausführliche Darstellung der Gewinnungsverfahren und dispersoidchemischen Eigenschaften des Aluminiumoxyds ins Auge. Schwab.

Fritz H. Hellmuth, Der Argonalgleichrichter. 88 S. Mit 48 Textabbildungen und 22 Kurventafeln. 1. Auflage. Leipzig 1933. Hachmeister & Thal. RM 6.80.

Das Buch setzt die Kenntnis der Eigenschaften des gewöhnlichen Quecksilberdampfgleichrichters voraus. Es gliedert sich in einen kürzeren Teil, die Baustoffe, und einen längeren, die Betriebsvorgänge. Da der Verfasser selbst an der Entwicklung der Argonalgleichrichter einen sehr wesentlichen Anteil gehabt hat, kann er an Sachkenntnis auf diesem Gebiete wohl nicht übertroffen werden. Die unmittelbare Verbindung des Verfassers sowohl mit dem Entwicklungslaboratorium als auch mit der laufenden Fabrikation spricht aus jeder Zeile des Buches. Es ist in jeder Zeile kein akademisches, sondern ein vollkommen technisch praktisches Buch. Es enthält infolgedessen sehr viele wertvolle Erfahrungen über die Dinge, die den Weg von der theoretischen zur fabrikationsreifen praktischen Lösung einer Aufgabe vielfach so dornenvoll machen und ist deshalb nicht nur für den Lernenden, sondern ganz besonders für den in der Praxis Stehenden, ja selbst für den Gleichrichterfachmann sehr wertvoll. Güntherschulze.

M. Lindow, Integralrechnung (Bd. 3 der mathematisch-physikalischen Bibliothek. II. Reihe: Abrisse aus dem Gebiete der Mathematik und der exakten Naturwissenschaften). 8°. 102 S. Mit 43 Figuren, 61 Beispielen und 200 Aufgaben. 4. Auflage. Leipzig und Berlin 1933. B. G. Teubner. Geb. RM 2.40.

Das Bändchen berücksichtigt, wie auch auf dem Titelblatt vermerkt, ausgiebig die physikalisch-technischen Anwendungen; dementsprechend werden u. a. die Näherungsmethoden zur Berechnung von Integralen gelehrt sowie Methoden zur Prüfung der gewonnenen Integrationsergebnisse auf ihre Richtigkeit berücksichtigt. Ferner wird die Überführung naturwissenschaftlicher Fragen in mathematische Form (der mathematische Ansatz) an zahlreichen Beispielen eindrucksvoll vorgeführt. Ein sehr brauchbares Büchlein. Haupt.

O. K. Marti und H. Winograd, Stromrichter. Unter besonderer Berücksichtigung der Quecksilberdampfgroßgleichrichter. Deutsche Bearbeitung von Dr.-Ing. Otto Gramisch. Gr.-8°. 405 S. Mit 279 Abb. München 1933. R. Oldenbourg. Geb. RM 22.—.

Nach einem geschichtlichen Überblick über die Entwicklung des Eisengleichrichters werden die in den Gleichrichtern auftretenden physikalischen Erscheinungen, insbesondere die Lichtbogenvorgänge, der Rückstrom und die Rückzündungen besprochen. In diesem Abschnitt sind die Berechnungsgrundlagen und die experimentell gewonnenen Kennlinien geschickt zusammengestellt. Störend ist zuweilen die reichlich ausführliche Ableitung der Formeln im Text.

Es folgen alsdann Abschnitte über die Gleichrichterschaltungen, über die Konstruktion der Gleichrichtergefäße und den Aufbau ganzer Gleichrichterstationen. — In der deutschen Bearbeitung ist ein Kapitel über Quecksilberdampf-Glasgleichrichter und Glühkathodengleichrichter hoher Leistung hinzugekommen. — Am Schluß des Buches findet sich ein Verzeichnis von über 500 Arbeiten, die in den letzten zehn Jahren auf diesem Spezialgebiet veröffentlicht wurden. O. Werner.

K. Vogtherr, Das Problem der Gleichzeitigkeit. Gr.-8°. 194 S. München 1933. Ernst Reinhardt. RM 5.50, geb. 7.50.

Das Buch ist eine Streitschrift gegen die Relativitätstheorie, die „ohne Not die Vorstellung, die wir nun einmal von Gleichzeitigkeit unmittelbar haben, für physikalisch wertlos und unsern gesunden Verstand für unzulänglich erklärt".

Der Verfasser baut ein Äthersystem auf, in dem die Erde und „somit wohl alle Himmelskörper" ihren Äther nach Art einer Atmosphäre „durch den umgebenden Äther des Weltraums" mitführen! Der Äther macht aber nur die Bewegung um die Sonne mit, nicht aber die Erdrotation. Nach der Einführung einer unendlich großen Geschwindigkeit gelangt dann der Verfasser zu einer absoluten,

von allen Bezugssystemen unabhängigen Gleichzeitigkeit.

Es fragt sich, wozu es gut ist, Logik und Axiomatik in so erheblichem Umfange, wie es in dem Buch geschieht, zu bemühen. Das Ergebnis dieser Bemühungen hat — vorsichtig ausgedrückt — weder hinsichtlich der Vorstellbarkeit noch gar der Leistung der Relativitätstheorie etwas voraus. Welch ein Aufwand z. B., wenn zunächst definiert wird: Unter gleichen Bedingungen sind die Geschwindigkeiten gleich, und wenn nachher, als es darauf ankommt, zugegeben werden muß, daß bei der Signalgeschwindigkeit die Gleichheit der Bedingungen weder ermittelt noch vorausgesetzt werden kann.

So selbstverständlich jeder Physiker dem Bestreben um anschauliche Entwicklung des Weltbildes zustimmen wird, so wenig wird er geneigt sein, in der Annahme des mitgeführten Äthers und in der Einführung einer unendlichen Geschwindigkeit eine weniger frei gewählte Festsetzung zu erblicken als die bezüglich der Gleichzeitigkeit in der Relativitätstheorie. Gegen diese nach „freiem Ermessen" getroffene, dem Verfasser willkürlich erscheinende Definition wendet sich aber gerade das Buch.

Es wird also zunächst dabei bleiben — wie es Planck ausdrückt —: „Unsere Anschauungen müssen sich eben nach den Ergebnissen der Formel richten, nicht umgekehrt." R. Viohl.

NACHRICHTEN.

Professor Gaede, Karlsruhe, erhält den Siemens-Ring. Der Stiftungsrat der Siemens-Ring-Stiftung, die im Jahre 1916 von führenden technisch-wissenschaftlichen Organisationen Deutschlands gegründet wurde, um hervorragende Verdienste um Wissenschaft und Technik zu ehren, hat in seiner Sitzung vom 13. Dezember 1933 beschlossen, seine höchste Auszeichnung, den Siemens-Ring, Professor Dr. Wolfgang Gaede, Karlsruhe/Baden, zu verleihen.

Gaede ist am 25. Mai 1878 zu Wesermünde geboren. Er promovierte 1901 in Freiburg, habilitierte sich dort 1909 und wurde 1919 als ordentlicher Professor für Physik an die Technische Hochschule Karlsruhe berufen. Er hat sich um die Entwicklung der Luftpumpe zur Erzeugung luftleerer Räume große Verdienste erworben. Bereits 1905 hat Gaede eine rotierende Quecksilberluftpumpe entwickelt, die nach dem Prinzip der Gasuhr arbeitet und ein Vakuum von etwa 0,00001 mm Quecksilber erreicht. Die Gaedesche Molekularpumpe (1913) entleert den vorverdünnten Raum dadurch, daß die noch vorhandenen Luftmolekel durch einen in einem enganliegenden konzentrischen Gehäuse rotierenden Zylinder mit herausgerissen werden, das erreichbare Vakuum liegt bei 0,0000001 mm Quecksilber. Das Prinzip der Wasserstrahlpumpe hat Gaede auf die Quecksilber-Diffusionsluftpumpe (1915) übertragen, wobei allerdings der mechanische Vorgang des Mitreißens der Luft zurücktritt gegenüber der Diffusion der Luft aus dem vorverdünnten Raum in den Quecksilberdampfstrahl. Den Nachteil, daß zuletzt noch der Quecksilberdampf aus dem Hochvakuum durch Ausfrieren entfernt werden muß, beseitigt die Öldiffusionspumpe (1917), bei der Öle mit äußerst geringer Dampfspannung statt des Quecksilbers verwendet werden. Die Diffusionspumpen stellen Höchstleistungen der Vakuumtechnik dar.

Die Entwicklung der Luftpumpen war die Voraussetzung für eine entsprechende Entwicklung auf vielen Gebieten der Technik. Bei Gleichrichteranlagen sind Vakuumpumpen das wichtigste Zubehör, weil Betriebssicherheit und Wirkungsgrad des Gleichrichters in starkem Maße von dem im Gleichrichtergefäß herrschenden Vakuum abhängen. Ferner sei auf die Herstellung von Glühlampen und Kathodenröhren hingewiesen.

Von besonderer Bedeutung war natürlich die Bereitstellung leistungsfähiger Vakuumpumpen auch für die wissenschaftliche Forschung, die ihrerseits wieder die technische Entwicklung befruchtet.

Vor Professor Dr. Gaede haben den Siemens-Ring erhalten: Carl Freiherr Auer von Welsbach; Professor Dr. Carl von Linde; Geheimer Regierungsrat Professor Dr. phil. Dr.-Ing. E. h. Carl Bosch, Ludwigshafen; Geheimer Baurat Dr.-Ing. E. h. Oskar von Miller; Professor Dr. Hugo Junkers.

Die Überreichung des Siemens-Ringes an Professor Dr. Gaede wird in feierlicher Weise bei der nächsten Sitzung des Stiftungsrates der Siemens-Ring-Stiftung vor sich gehen.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Dresden Dr.-Ing. Kurt Schwabe für Physikalische Chemie und Elektrochemie.

Ernannt: An der Technischen Hochschule Berlin zu a. o. Professoren Dr. Kurt Möller für Fernmeldetechnik, Privatdozent Dr. Johannes Picht für theoretische Physik und Dr. Hans Winkhaus für Gerätetechnik, Dr. Balth. van der Pol zum Vizepräsident des Institute of Radio Engineers in New York, der frühere Professor für Erdölforschung an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Leo Ubbelohde zum ord. Professor der technischen Chemie an der Technischen Hochschule Berlin, der a. o. Professor für Geophysik an der Universität Jena Regierungsrat Dr. August Sieberg zum Ober-Regierungsrat und Leiter der Reichsanstalt für Erdbebenforschung daselbst, der Assistent der Reichsanstalt für Erdbebenforschung Privatdozent Dr. Otto Meisser zum Regierungsrat, der Privatdozent an der Universität München Dr. Karl Bechert zum ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Gießen, der frühere Privatdozent an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Erich Heymann zu Forschungsarbeiten am University College in London, Dr. M. Joannis zum Professor für angewandte Chemie an der Universität von Besançon, an der Staatsuniversität Istanbul zu ord. Professoren der Privatdozent Dr. Willy Prager von der Universität Göttingen für angewandte Mechanik, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Artur v. Hippel für Elektrophysik, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Harry Dember für Physik, Professor Dr. Erwin Finlay-Freundlich in Potsdam für Astronomie.

Ehrung: Professor Dr. G. Holst wurde zum Doctor honoris causa der Technischen Hochschule Delft ernannt.

Abgelehnt: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Halle Dr. Adolf Smekal hat den an ihn ergangenen Ruf auf das planmäßige Ordinariat für theoretische und technische Physik an der Technischen Hochschule in München abgelehnt.

Gestorben: Der ord. Professor für anorganische Chemie und anorganisch-chemische Technologie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Ernst Wilke-Dörfurt.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.